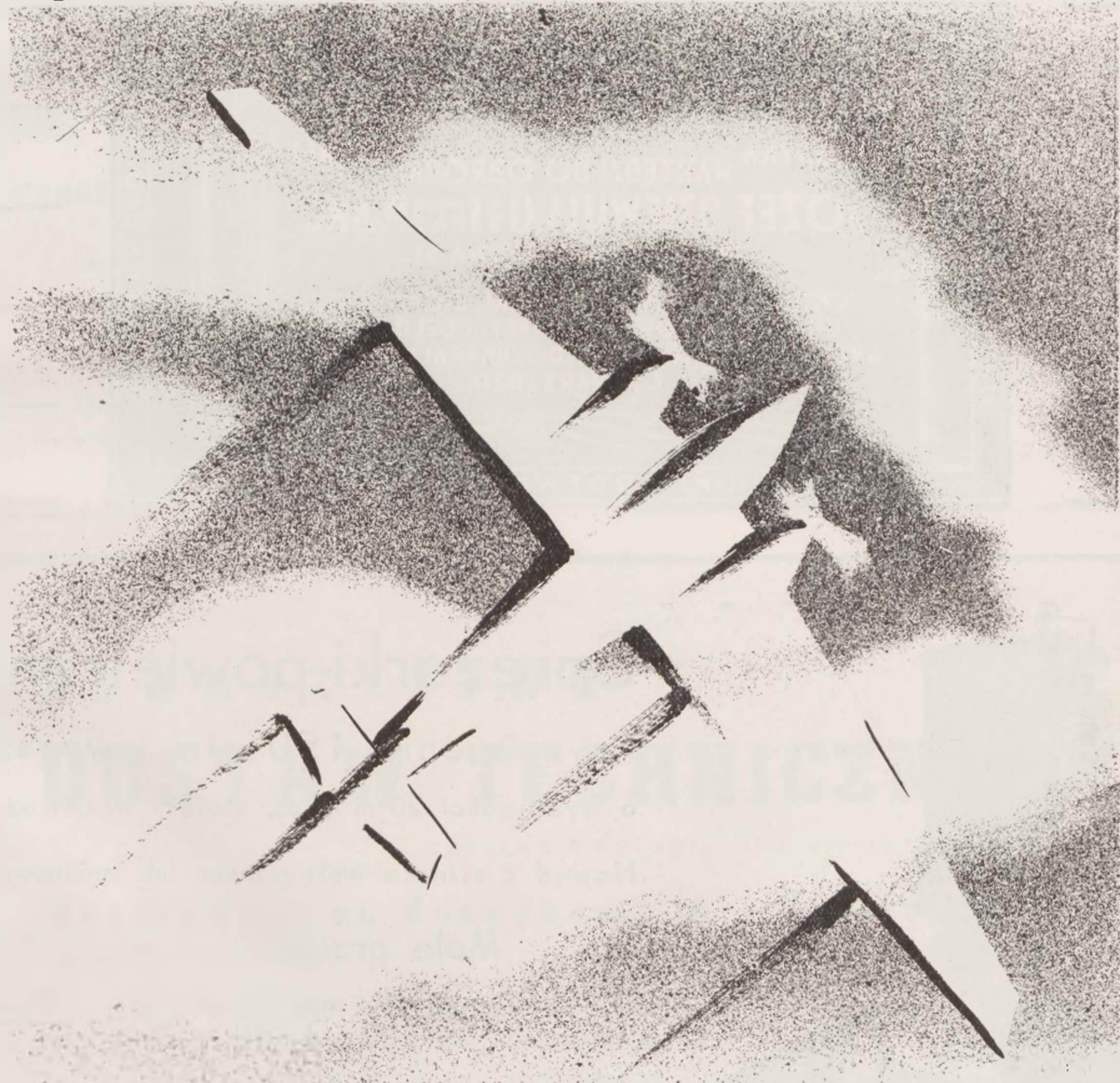
TECHNIKA LOTNICZA

ORGAN ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW LOTNICZYCH

Nr 5 MAJ 1939 Rok VII

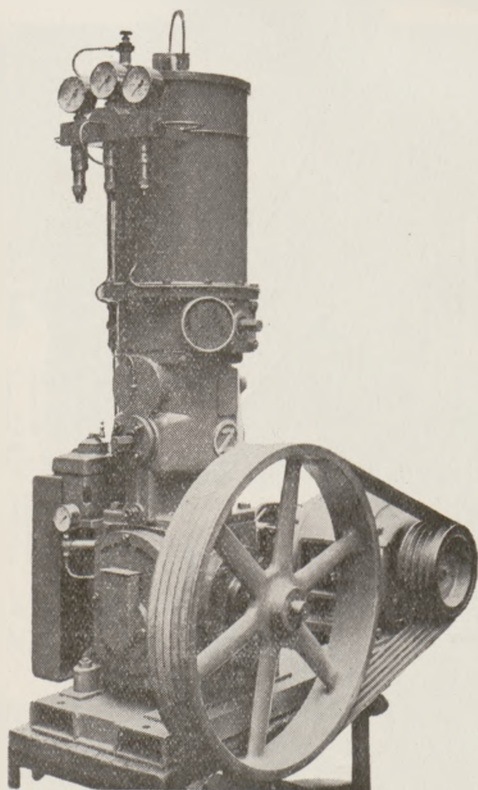


Zeszyt 10-lecia Związku Polskich Inżynierów Lotniczych

Z okazji uroczystości 10-lecia Związku Polskich Inżynierów Lotniczych został wydany w październiku ub. r. specjalny pamiątkowy zeszyt „Techniki Lotniczej" o objętości 106 stron druku. Na jego treść złożyły się następujące artykuły:

10 lat Związku Polskich Inżynierów Lotniczych, Uwagi o charakterze pracy badawczej w lotnictwie, Współczesne kierunki rozwojowe w budowie płatowców, Rzut oka na obecny stan i tendencje w konstrukcji silników lotniczych, Materiały niemetalowe w lotnictwie, Rozwój konstrukcji szybowców dziś i jutro, Pomiary temperatur silników lotniczych, Sztuczne masy plastyczne i ich zastosowanie w lotnictwie, Obliczanie przekrojów dźwigarów skrzynkowych z sosny, Nowe zadania i metody seryjnej produkcji płatowców, O metodach zabezpieczenia stopów lekkich przed korozją, Radio jako środek bezpieczeństwa w komunikacji lotniczej, Wyznaczanie naprężeń ścinających w belkach cienkościennych, Podwozia trójkołowe, Rozrzut wytrzymałości materiału a pewność konstrukcji.

Pozostałe w niewielkiej ilości egzemplarze zeszytu jubileuszowego są do nabycia w Administracji „Techniki Lotniczej". Al. Szucha 4 m. 66, w cenie 1 zł 50 gr (z przesyłką 2 zł). Należność można wpłacać na P.K.O. Nr 28.358, oznaczając cel wpłaty (zeszyt jubileuszowy) na odwrocie blankietu.



Sprężarka typ 150 k 20
Wydajność 20 m³ godz.
Ciśnienie 150 atm

TECHNIKA LOTNICZA

ORGAN ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW LOTNICZYCH

WYDAWANY Z POPARCIEM ZRZESZENIA POLSKICH PRZEMYSŁOWCÓW LOTNICZYCH

WARSZAWA MAJ 1939 r. Nr 5

Redaktor Naczelny i Działu Silnikowego: Inż. JAN TUSZYŃSKI. — Redaktor Działu Płatowcowego: Inż. STANISŁAW PIĄTKOWSKI

PRZEDPŁATA (z przesyłką): w kraju kwartalnie zł 3.50 (dla studiujących zł 2.40), rocznie zł 14.00 (9.60), za granicą zł 20.00. Cena pojedyńczego numeru zł 1.50 (nie dotyczy numerów specjalnych). Wpłaty należy dokonywać na konto PKO Nr 28.358 lub pocztowymi przekazami rozrachunkowymi wolnymi od opłat pocztowych.— Nr rozrachunku 283.

Wydawca:
Inż. STANISŁAW PĘDZICH.

REDAKCJA i ADMINISTRACJA: **Al. Szucha 4 m. 66, tel. 705-13, godziny przyjęć: administracja codziennie godz. 10—15; redaktorzy poniedziałki i czwartki 18 — 19.**

SPIS RZECZY:

Z teorii drgań skrzydeł samolotu

I. Wywołane drganiami reakcje aerodynamiczne

Doc. Dr Inż. Julian Bonder

Instytut Aerodynamiczny w Warszawie

STRESZCZENIE.

Jest to pierwszy z dwóch artykułów mających na celu analizę samowzmagających się drgań płatów nośnych. W rozdziale wstępnym, po ogólnej charakterystyce różnych rodzajów drgań, jakim podlegać może samolot, został podkreślony na podstawie badań W. S. Farrena oraz H. L. Studera (ods. 5) odmienny charakter drgań przebiegających z oderwaniem i bez oderwania strumienia powietrza od powierzchni skrzydła. Warunkiem koniecznym istnienia samowzmagających się drgań bez oderwania (a więc przy normalnych kątach natarcia) jest możliwość sprzężenia co najmniej dwóch rodzajów „czystych" drgań spośród trzech typów: giętnych i skrętnych drgań skrzydła oraz obrotowych drgań lotki. Z tych najważniejsze są drgania giętno-skrętne skrzydła. Dla efektywnego rozwiązania zagadnienia tych drgań konieczną jest rzeczą gruntowna znajomość wszystkich sił działających na element drgającego skrzydła. Najwięcej kłopotu sprawia wyznaczenie sił i momentów aerodynamicznych — chodzi przy tym o reakcje wywierane ze strony płaskiego opływu na poruszający się ruchem dowolnym profil lotniczy. Omawiając różne sposoby podejścia do tego zagadnienia wskazuję na duże błędy związane z często jeszcze dotychczas stosowanym wybiegiem, polegającym na wprowadzeniu zamiast rzeczywistego — pewnego „zastępczego opływu ustalonego", przy czym całkowicie zaniedbuje się wpływ zmian składowej normalnej prędkości profilu i jego przyśpieszenia kątowego.

W następnym rozdziale rozwinięta została znana teoria płaskiego opływu nieustalonego na przykładzie (najprostszym z możliwych) odcinka prostoliniowego. Osiągam przy tym szereg uproszczeń; między innymi, dzięki konsekwentnemu stosowaniu współrzędnych eliptycznych unikam konieczności wprowadzania funkcyj analitycznych zmiennej zespolonej. Podstawowymi dla całej teorii są: 1) Związek (10) między pochodnymi cząstkowymi względem czasu t funkcyj Φ (x, y, t) i φ (ξ, η, t), z których każda wyraża potencjał prędkości *ruchu bezwzględnego* z tą jednak charakterystyczną różnicą, że pierwsza czyni to w odniesieniu do układu nieruchomego (x, y) a druga — w odniesieniu do układu ruchomego (ξ, η), sztywno z profilem AB związanego (rys. 1). 2) Potencjał opływu bezcyrkulacyjnego i odpowiadająca mu prędkość na profilu (wzór 20). 3) Jej uzupełnienie polem prędkości indukowanym przez linię wirową EA (rys. 1), ciągnącą się za tylnym ostrzem A (wzór 31). By móc całkowicie wyznaczyć to pole, z konieczności zakłada się, że wszystkie wiry leżą na przedłużeniu odcinka AB i oddalają się wzdłuż niego od ostrza A ze stałą względną prędkością — u, równą przeciętnej prędkości lotu. W tych warunkach, rozkład natężeń wirów $\gamma(\xi, t)$ wzdłuż linii EA wyznaczony jest przez postulat skończonej prędkości w tylnym ostrzu (tzw. warunek Żukowskiego). Postulat ten prowadzi do równania całkowego (35).

W ostatnim rozdziale, na podstawie poprzednich wyników wyznaczone zostały ciśnienia wzdłuż profilu i wynikające stąd ogólne wyrażenia na siłę normalną P i moment względem środka profilu M — wzory te (46 i 47) podali po raz pierwszy Wagner i Glauert (ods. 14). Odpowiednie układy sił, wraz ze wskazaniem punktów ich przyłożenia, przedstawiają w sposób przejrzysty schematy na rys. 2 i 3. Siły te zależą od składowej normalnej $V\eta$ obranego punktu profilu (np. jego środka C), prędkości kątowej Ω obrotu profilu i ich pochodnych względem czasu $\dot{V}_\eta$ i $\dot{\Omega}$, a oprócz tego jeszcze od poprzedzającej rozpatrywaną chwilę „historii ruchu", wyrażonej w postaci całki określonej, zawierającej rozkład natężeń wirów $\gamma(\xi, t)$. Jedynie tylko moment względem ogniska profilu M_F jest niezależny od tego rozkładu wirów (wzór 50) — na przykładzie tego momentu najłatwiej można też uwidocznić błędy (sięgające w tym przypadku do 50%) wspomnianej przybliżonej teorii „opływów zastępczych".

W przypadku drgań okresowych możliwe jest efektywne wyznaczenie składowej reprezentującej „historię ruchu" z pomocą funkcyj Bessela (wzory 68—70). Przy tym właśnie dzięki konsekwentnemu użyciu współrzędnych eliptycznych, można było zredukować do minimum rachunki pomocnicze. Amplituda i faza omawianej składowej zależą od tzw. *częstości zredukowanej k* (równej częstości drgań mnożonej przez połowę cięciwy profilu i dzielonej przez średnią prędkość lotu). Wielkość tej składowej rośnie wraz z parametrem k, jak to wynika z podanej na końcu artykułu tablicy i wykresu (rys. 5): przy małych jego wartościach można tę składową zaniedbać; natomiast przy wartościach, przy których najczęściej zachodzą drgania płatów ($\frac{1}{2} < k < \frac{3}{2}$), zaniedbanie w równaniu drgań tego składnika, wywołanego pozostawionym przez profil śladem wirowym, prowadzić może do poważnych błędów.

Zastosowaniom tej teorii do wyznaczenia prędkości krytycznej samowzmagających się drgań płatów nośnych poświęcony będzie następny artykuł.

Wstęp. Charakterystyka ogólna zagadnienia. Założenia upraszczające.

Lekka, sprężysta i dość wiotka konstrukcja samolotu w sprzyjających warunkach daje się względnie łatwo pobudzić do silnych drgań. Różnorodne mogą być ich źródła i bardzo różny przebieg. Jeden zwłaszcza rodzaj drgań skrzydeł (a również i opierzenia poziomego samolotu) od dłuższego już czasu absorbuje uwagę świata lotniczego. Wyróżniają się te drgania spośród innych tą niezmiernie dla nich charakterystyczną cechą, że pojawiają się dość nagle z chwilą przekroczenia pewnej, określonej dla każdego płatowca prędkości lotu, t. zw. *krytycznej prędkości* [1]). Drgania takie obserwowane były wielokrotnie na samolotach różnych typów. Kończyły się one z reguły katastrofą, jeżeli pilotowi nie udawało się odrazu, niemal w chwili samego wzbudzenia tych drgań, zredukować prędkości lotu; przy tym przebieg tych katastrof bywał tak gwałtowny, że na przygodnych świadkach sprawiał często wrażenie „eksplozji" skrzydła.

Z punktu widzenia analitycznego należy zaliczyć omawiane drgania do kategorii *samowzmagających*

[1]) W literaturze angielskiej używa się dla oznaczenia tego rodzaju drgań terminu „flutter", stąd niemieckie „Flattern" oraz rosyjskie „flattier".

się drgań swobodnych [2]). Termin ten podkreśla podstawową własność tych drgań, polegającą na tym, że wystarczy wywołać z pomocą jakiegokolwiek impulsu pewne początkowe wychylenia elementów układu z położeń równowagi, by następnie już niezależnie zupełnie od dalszego trwania impulsu wychylenia te przekształciły się w *drgania niegasnące* (a więc o rosnącej lub conajmniej niemalejącej amplitudzie). — Równowaga układu zdolnego do wykonywania tego rodzaju drgań nie jest zatem trwała. Nosi ona nazwę *dynamicznie niestatecznej*. Od statycznie niestatecznej równowagi różni się sposobem wyjścia z położenia równowagi: gdy przy statycznej niestateczności przypadkowe wychylenia zwiększają się stale (monotonicznie), w razie dynamicznej niestateczności otrzymujemy, w teorii przynajmniej, jedynie wahania o nieograniczenie rosnącej amplitudzie, odbywające się dokoła pierwotnego położenia równowagi układu.

W odróżnieniu od prostszych i częściej spotykanych, zwłaszcza w technice maszynowej i budowlanej, *drgań wymuszonych*, rozpatrywane tu swobodne samowzmagające się drgania mogą zatem trwać i wzmagać się pomimo zupełnego braku jakiejkolwiek obcej siły, która by zmieniała się niezależnie od wychyleń układu. Jest to możliwe dzięki specjalnym własnościom wewnętrznego mechanizmu tych drgań, zdolnego do przekształcania *(modulacji)* zasadniczo jednostajnie dopływającego z zewnątrz strumienia energii (np. energii względnego prądu powietrza) na źródło okresowo zmiennych sił, których *faza* i *okres* są uwarunkowane samą strukturą układu drgającego.

Z powyższymi drganiami nie będą zatem miały nic wspólnego np. wymuszone rezonansowe drgania samolotu wywołane wibracjami niedostatecznie dynamicznie wyrównoważonego silnika, ani też wymuszone drgania poziomego usterzenia (w literaturze angielskiej znane pod nazwą „buffeting"). Te ostatnie pojawiają się niekiedy na samolotach posiadających ostre przejścia między kadłubem a skrzydłami. Intensywnie zresztą występować mogą dopiero przy dużych kątach natarcia skrzydeł, a więc małych prędkościach lotu. Jak wykazała prosta obserwacja, i te drgania posiadają wyraźny charakter rezonansowych drgań wymuszonych — tylko że źródłem pobudzającym nie są tu już niewyrównoważone siły bezwładności, lecz *wiry* spływające w sąsiedztwie zbyt ostrego połączenia kadłuba ze skrzydłem (na przemian z jego górnej i dolnej powierzchni). Dzięki temu, przy odpowiedniej wzajemnej konfiguracji skrzydła i usterzenia, powstają okresowe wahania kierunku prądu powietrza opływającego statecznik wraz ze sterem poziomym, a co za tym idzie, takież okresowe wahania wypadkowej siły nośnej działającej na to usterzenie.

W dalszym ciągu mowa będzie wyłącznie o samowzmagających się swobodnych drganiach płatów. Dla większej jasności poprzedzimy właściwe rozważania krótką ogólną analizą natury fizycznej tych drgań oraz oceną głównych czynników, od których zależy ich powstawanie i przebieg.

Zależność samowzmagających się drgań od prędkości lotu wskazuje bezpośrednio na wielki wpływ, jaki na przebieg całego zjawiska wywierać muszą dodatkowe siły aerodynamiczne, samymi drganiami płatów wywołane. Z drugiej strony, jak przy wszelkich drganiach ustrojów sprężystych, w grę wchodzą również siły bezwładności, siły reakcyj sprężystych oraz siły tarcia między poszczególnymi elementami drgającego układu i wreszcie tłumienie wewnętrzne, pochodzące z pewnego rodzaju histerezy odkształceń materiału. Wobec tak wielkiej liczby czynników współdziałających w tym zjawisku i bardzo złożonej budowy sprężystej skrzydła (a podobnie ma się rzecz i z opierzeniem), nic dziwnego, że mechanizm tych drgań niezbyt łatwo poddaje się dokładnej, ilościowej analizie. Zagadnieniom z tym związanym — wyjątkowo aktualnym w chwili obecnej, gdy osiągnięte już zostały bardzo znaczne prędkości lotu, a dąży się z uporem do jeszcze większych — poświęcono dużo badań i prac, zarówno teoretycznych jak i doświadczalnych. Otrzymano też szereg cennych wyników, rzucających jasne światło na badane zjawisko.

Przede wszystkim wyjaśniona została jakościowa jego strona i to w sposób względnie prosty.

Jak wspominaliśmy, skrzydło stanowi złożony ustrój dynamiczno-sprężysty, zdolny — w odpowiednich warunkach — do wykonywania drgań o bardzo zawiłym przebiegu. Można jednakże wyróżnić w tych drganiach trzy elementy podstawowe: drgania giętne i skrętne samego skrzydła oraz drgania obrotowe lotki dokoła osi, wzdłuż której łączy się ona ze skrzydłem. Zależnie od konstrukcji skrzydła i lotki, a więc od ich budowy dynamicznej (czyli rozkładu mas) i własności sprężystych, a prócz tego w zależności od charakterystyki aerodynamicznej profilów skrzydła — między wymienionymi „czystymi" elementami drganiowymi zachodzi na ogół większe lub mniejsze *sprzężenie*. Przez sprzężenie rozumiemy przy tym więzy wewnętrzne układu powodujące, że istnienie jednego rodzaju drgań pobudza w silniejszym lub słabszym stopniu drgania dwóch pozostałych rodzajów; czyli że w czystej postaci, samodzielnie, żadne z tych drgań w razie istnienia sprzężenia występować nie może (chyba że nałożylibyśmy przymusowo na ustrój drgający takie dodatkowe zewnętrzne więzy, które zredukowałyby w odpowiednim stopniu jego swobodę ruchów).

Charakter sprzężenia ma decydujące znaczenie dla omawianego tu zjawiska drgań samowzmagających się. Tłumaczy się to w ten sposób, że zanikanie bądź wzmaganie się drgań uwarunkowane jest odpowiednią różnicą *faz*, jaka zachodzi w czasie ruchu między siłami zewnętrznymi, działającymi na ustrój drgający, a wychyleniami odpowiednich jego elementów. Od tej różnicy faz zależy, jak wiadomo, ilość energii, która w czasie jednego wahnięcia z zewnątrz dopływa do układu, bądź od układu jest pobierana.

W samej rzeczy, weźmy pod uwagę dla prostoty punkt materialny, który wykonywa drgania harmoniczne według wzoru:

[2]) Krótki zarys teorii tych drgań i jej zastosowań do zagadnienia samowzmagających się giętno-skrętnych drgań płatów wolnonośnych — w oświetleniu odpowiadającym stanowi badań sprzed kilku lat — może czytelnik znaleźć np. w moim artykule p. t. „O sprzężonych drganiach płatów wolnonośnych". (Wiadomości Techniczne Lotnictwa, Nr 2, 1936). — Do artykułu dołączony jest spis ważniejszych publikacyj z tej dziedziny. Od tego czasu jednak ukazało się wiele poważnych przyczynków, znamionujących szereg dalszych postępów w traktowaniu tego zagadnienia.



$$x = a \sin \nu t, \quad \left(\nu = \frac{2\pi}{T}\right),$$

gdzie x oznacza badane wychylenie, a — amplitudę drgań, t — czas, T — okres, a ν — tzw. *częstość drgań;* (jest to przez 2π mnożona liczba drgań na jednostkę czasu). Załóżmy następnie, że działająca na ten punkt siła okresowa P, o tym samym co wychylenie okresie T, wyprzedza je jednak w fazie o kąt β:

$$P = p \sin (\nu t + \beta).$$

W takim razie praca L przez tę siłę wykonana w czasie jednego okresu będzie równa:

$$L = \int_{t=t_0}^{t=t_0+T} P dx = ap\nu \int_0^T \sin (\nu t + \beta) \cos \nu t \, dt = \pi \, ap \sin \beta$$

Praca zatem dostarczona układowi w czasie jednego okresu jest dodatnia, czyli zwiększa energię układu drgającego, jeżeli siła wyprzedza w fazie wychylenia ($0 < \beta < \pi$); w przeciwnym razie — jest ujemna, tłumi drgania. Wartość L tej pracy wypada największa, gdy różnica faz wynosi $\frac{\pi}{2}$.

Otóż pierwszym podstawowego znaczenia wynikiem teorii samowzmagających się drgań płatów było wykazanie, że w zakresie kątów natarcia odpowiadających liniowej (w przybliżeniu) zmianie siły nośnej — wspomniana powyżej różnica faz niezbędna do podtrzymania drgań nie może powstać bez sprzężenia; czyli że w tych warunkach niesprzężone drgania będą z reguły tłumione, niezależnie od prędkości lotu, a jedynie szybkość zanikania tych drgań będzie zależała od intensywności zawsze obecnych sił rozpraszających energię. Z powyższego wynika więc, że przy tych normalnych kątach natarcia samolotowi nie grożą samowzmagające się drgania o jednym „stopniu swobody“ [3]), a więc ani czysto giętne, ani czysto skrętne.

Inaczej natomiast rzecz się ma w okolicy kątów natarcia, przy których następuje *oderwanie* strumienia powietrza od powierzchni skrzydła [4]). Stwierdzono doświadczalnie, że po przekroczeniu określonej prędkości krytycznej pojawiają się przy tych kątach natarcia niegasnące drgania skrzydeł o jednym tylko „stopniu swobody“, najczęściej czysto skrętne [5a]).

Z tego więc punktu widzenia drgania z oderwaniem są poniekąd prostsze. Dużą natomiast przeszkodą przy ich badaniu jest spowodowane oderwaniem, a trudne do ścisłego analitycznego ujęcia, zakłócenie normalnego, liniowego przebiegu siły nośnej. Prócz tego zjawisko oderwania ujawnia, zwłaszcza podczas dostatecznie szybkiej zmiany kąta natarcia, w stopniu bardzo wybitnym własność „histerezy“: okresowe zjawianie się, powiększanie i zmniejszanie obszaru oderwania podąża z opóźnieniem za zmianą kąta natarcia, towarzyszącą drganiom skrętnym płata [5b]). Skutkiem tego wypadkowa siła aerodynamiczna przestaje być w tym zakresie kątów jednoznaczną funkcją kąta natarcia profilu: przy wzroście kątów natarcia mamy do czynienia z większymi jej wartościami niż — dla tych samych kątów — w okresie ich zmniejszania się. Następuje zatem wyprzedzenie w fazie sił w stosunku do wychyleń, co jak przekonaliśmy się powyżej odpowiada dodatniej pracy sił zewnętrznych, czyli dopływowi pewnej ilości energii do skrzydła z opływającego je strumienia powietrza.

Natomiast przy kątach natarcia, na których samolot normalnie leci, opływ powietrza dokoła skrzydła odbywa się bez oderwania i wobec tego nie ma opisanego zjawiska histerezy aerodynamicznej. Rzecz jasna, że jedynym źródłem energii, mogącej podtrzymywać drgania, nadal pozostaje względny strumień powietrza. Jednakże mechanizm przenoszenia tej energii na drgające skrzydło staje się tu bez porównania bardziej skomplikowany i sama możliwość dostarczania w ten sposób skrzydłu energii najściślej związana jest z istnieniem dość silnego sprzężenia, co najmniej między dwoma rodzajami drgań spośród poprzednio wymienionych trzech (giętnych, skrętnych i obrotowych lotki). Dopiero to sprzężenie bowiem wprowadzić może niezbędne wzajemne przesunięcie w fazie sił i wychyleń, dzięki któremu niektóre składowe sił i momentów aerodynamicznych, zamiast odbierać energię drgającym elementom skrzydła, zaczną mu jej dostarczać. W pewnych określonych warunkach, ten dopływ energii może w ogólnym bilansie energetycznym drgań przewyższyć jej odpływ (spowodowany chociażby zawsze obecnymi siłami rozpraszającymi). Z chwilą zaś takiego odwrócenia kierunku wymiany energetycznej między skrzydłem a otaczającym je prądem powietrza, jakkolwiek wywołane drgania, zamiast zanikać, będą już bezustannie zwiększały swe amplitudy. Innymi słowy, skrzydło znajdzie się w położeniu *równowagi dynamicznie niestatecznej.*

Zauważymy jeszcze, że w obydwu przypadkach, zarówno drgań z oderwaniem jak i bez oderwania, siły rozpraszające energię, a więc tłumiące drgania, rosną z reguły jak pierwsza potęga prędkości lotu, podczas gdy siły pobudzające drgania (a przynajmniej ich przeważna część) są proporcjonalne do kwadratu prędkości. W tym kryje się proste wytłumaczenie podkreślonej na wstępie okoliczności, że samowzmagające się drgania płatów powstawać mogą dopiero po przekroczeniu prędkości krytycznej lotu.

Zresztą poza tą jedną wspólną cechą, drgania z oderwaniem i bez oderwania przebiegają w tak różny sposób, iż nie ma racji wspólne ich rozpatrywanie. Ponieważ oderwanie strumienia od po-

3) Zgodnie z na ogół przyjętym w tej dziedzinie zwyczajem, świadomie nieściśle użyliśmy tu terminu ***stopień swobody.*** W gruncie rzeczy chodzi tu o jedną (ale nieskończenie liczną) rodzinę stopni swobody, z wyłączeniem pozostałych rodzin.

4) Ściśle rzecz biorąc, oderwanie cienkiej warstewki wirowej zawsze ma miejsce; tutaj jednakże, zgodnie z ogólnie przyjętym zwyczajem, rozumiemy przez oderwanie powstanie wyraźnie zaakcentowanego obszaru cieczy zawirowanej.

5a) H. L. Studer. Experimentelle Untersuchungen über Flügelschwingungen. (Mitteilungen aus dem Institut für Aerodynamik Eidgen. Techn. Hochschule Zürich, No. 4/5, 1936).

5b) W. S. Farren: The reaction on a wing whose angle of incidence is changing rapidly. (Aeronautical Research Committee. Reports and Memoranda No. 1648; 1935. London).

wierzchni profilu następuje na dwóch zakresach kątów natarcia — ujemnych, bliskich minimum siły nośnej i dodatnich, bliskich maksimum siły nośnej — więc też i niebezpieczeństwo powstania drgań z oderwaniem grozić może samolotowi w dwóch tylko przypadkach [5a]). Po pierwsze — podczas nurkowania, gdy całe skrzydło lub nawet tylko jego zakończenie przejdzie na skutek skręcenia do obszaru ujemnych kątów natarcia, przy których następuje oderwanie. Z tego chociażby względu jest rzeczą wskazaną używanie na końcach skrzydeł takich profilów lotniczych, które powodowałyby jak najmniejsze skręcanie skrzydła (a więc o możliwie stałym środku parcia). Drugi przypadek, też grożący wywołaniem drgań z oderwaniem, zajść może przy gwałtownym wyrwaniu samolotu z lotu nurkowego. Przy szybkim bowiem wykonaniu tej ewolucji, samolot osiąga duży kąt natarcia zanim jeszcze prędkość jego ulegnie znaczniejszemu zmniejszeniu. Normalne natomiast loty na dużych kątach natarcia (np. podczas lądowania), jako odbywające się z reguły z względnie małą prędkością, nie dają na ogół okazji do wzbudzenia tych drgań.

Ilościowa analiza drgań z oderwaniem nie jest możliwa bez dokładnej znajomości *krzywej histerezy aerodynamicznej*, której położenie i kształt zależą w silnym stopniu od wartości poszczególnych parametrów wyznaczających drgania skrętne. Są to wszystko zjawiska, na które wpływ decydujący wywiera silnie zawirowana *warstwa powierzchniowa*, powstająca na skutek lepkości cieczy na powierzchni i w najbliższym sąsiedztwie opływanego ciała. Dlatego zawodzą tutaj klasyczne metody zaczerpnięte z dziedziny hydrodynamiki ośrodków idealnych, które z tak wielkim powodzeniem stosowane były do całego szeregu zagadnień aerodynamiki opływów bez oderwania. W związku z tym analityczne badanie wszelkich zjawisk związanych z oderwaniem natrafia na specjalne trudności, tak iż dotychczas osiągnięte w tej dziedzinie wyniki pozostawiają jeszcze wiele do życzenia. Z tego też względu w artykule niniejszym, jeśli chodzi o drgania z oderwaniem, ograniczymy się do tych kilku tylko ogólnych uwag.

Wracając do drgań bez oderwania należy wśród nich wyróżnić drgania sprzężone o dwóch i o trzech „stopniach swobody" (giętne + skrętne + obrotowe lotki). Rzecz prosta, że badanie tych ostatnich nastręcza bez porównania większe trudności rachunkowe niż pierwszych. Z drugiej znowu strony, z punktu widzenia techniki lotniczej, nie ma zbyt wielkiej potrzeby uwzględniania drgań potrójnie sprzężonych. Wynika to jasno z poniższych uwag.

Najbardziej radykalnym sposobem zapobieżenia drganiom bez oderwania było by usunięcie samej możliwości jakiegokolwiek w ogóle sprzężenia. Niestety, jest rzeczą praktycznie niemożliwą — przy obecnie stosowanych schematach skrzydeł — usunięcie sprzężenia drgań giętnych ze skrętnymi. Natomiast względnie łatwo może każdy konstruktor niemal całkowicie usunąć niebezpieczeństwo sprzężenia drgań obrotowych lotki zarówno z drganiami giętnymi jak i skrętnymi skrzydła. Pamiętać przy tym należy, że to sprzężenie może być dwojakiej natury: dynamicznej i aerodynamicznej. Stosownie do tego każda lotka powina być w sposób właściwy dynamicznie wyrównoważona [6]) i aerodynamicznie skompensowana. Zwłaszcza duże znaczenie ma, jak wykazała praktyka, dokładne wyważenie lotki, gdyż w przeciwnym razie łatwo może powstać silne sprzężenie drgań obrotowych lotki z drganiami giętnymi skrzydła, co pociąga za sobą znaczne obniżenie prędkości krytycznej samolotu. W zrozumieniu tej okoliczności, wyważanie lotek zaczyna być traktowane obecnie jako norma obowiązująca. Dzięki też temu, zdaje się, liczba wypadków wywołanych samowzmagającymi się drganiami bez oderwania — przynajmniej jeśli chodzi o użytkowe prędkości lotu — ostatnio ogromnie zmalała.

Równocześnie, przy spełnieniu tego warunku, można już oczywiście pomijać we wszystkich rozważaniach sprzężenie drgań obrotowych lotki z drganiami skrzydła, zakładając po prostu, że lotka bierze udział w drganiach skrzydła, jak gdyby stanowiła jedną, nierozdzielną z nim całość. Ograniczając w ten sposób rozważania do samych tylko drgań giętno-skrętnych skrzydła, osiągamy bardzo cenne uproszczenie wszystkich rachunków.

Dla efektywnego przeprowadzenia badania analitycznego tych drgań jest rzeczą pożądaną wprowadzenie jeszcze szeregu dalszych założeń upraszczających. Od nich zależy w dużym stopniu szata matematyczna, w której badane zagadnienie da się przedstawić.

Przede wszystkim więc, celem *zlinearyzowania* równań ruchu, bierzemy pod uwagę tylko niewielkie (w zasadzie „nieskończenie małe") wychylenia punktów układu drgającego z położeń równowagi. Dzięki temu wyrażają się już liniowymi funkcjami wychyleń zarówno siły sprężyste (prawo Hooke'a), jak i siły aerodynamiczne (te ostatnie zresztą w wąskim tylko zakresie normalnie stosowanych kątów natarcia).

Rzecz jasna, że zwiększonym nieco amplitudom będą już towarzyszyć pewne odchylenia od tych praw liniowych. Ich sumaryczny wynik z reguły polega na zwiększeniu tłumienia drgań i dlatego właśnie te założenia teorii nieskończenie małych wychyleń nie są na ogół, z punktu widzenia zastosowań praktycznych, zbyt krępujące. Przy wyznaczaniu bowiem prędkości krytycznej chodzi nie tyle o przebieg całkowity drgań, ile o ich tendencję do wzmagania się — ta zaś ujawni się odrazu w chwili rozpoczęcia drgań, kiedy jeszcze, rzecz prosta, wychylenia nie przekroczyły dziedziny małych odkształceń.

W tych warunkach zagadnienie drgań giętno-skrętnych skrzydła daje się sprowadzić do analizy układu dwóch liniowych równań różniczkowych o pochodnych cząstkowych [2]). Tworzą je po prostu równania ruchu, ułożone dla dowolnego nieskończenie cienkiego elementu skrzydła zawartego między dwoma sąsiednimi jego przekrojami prostopadłymi do dźwigarów. Istnieje kilka metod pozwalających przejść od tych równań o pochodnych cząstkowych do równań o pochodnych zwyczajnych. Często zresztą celem uproszczenia rozważań i rachunków, godząc się z góry na pewną niedokładność, układamy odrazu, bezpośrednio, równania o pochodnych zwyczaj-

[6]) P. np. K. Leiss. Massenausgleich von Rudern. Luftfahrtforschung. Bd. 13. Str. 430. — Jest również tłumaczenie tego artykułu napisane przez inż. J. Nowińskiego pt. „Wyważanie sterów" (Technika Lotnicza, 1938, str. 408).

nych. Sprowadza się to właściwie do zaniedbania wzajemnych odkształceń elementów skrzydła, które traktujemy wówczas jako jedną sztywną całość, posiadającą jednakże możliwość wykonywania względem kadłuba ruchów ugięcia i skręcenia — równocześnie w miejscu połączenia skrzydła z kadłubem należy wprowadzić pewną „zastępczą sztywność na zginanie i skręcanie".

W każdym bądź razie, czy jednym, czy drugim posiłkując się sposobem, by ułożyć równania ruchu, musimy uprzednio wyznaczyć zależność wchodzących w grę sił i momentów od pewnych parametrów, określających wychylenia elementów skrzydła, oraz od ich pierwszych i drugich pochodnych względem czasu. Te siły i momenty wypada podzielić na cztery kategorie: 1) siły i momenty bezwładności; 2) siły i momenty sprężyste, wywierane na dany element przez elementy sąsiednie; 3) siły i momenty wywołane tarciem powierzchniowym i tłumieniem wewnętrznym; 4) siły i momenty pochodzące z ciśnień aerodynamicznych.

Wystarczające podstawy do wyznaczenia pierwszych dwóch kategorii sił i momentów zasadniczo dostarcza już elementarna mechanika i teoria wytrzymałości materiałów (jakkolwiek w konkretnych zadaniach mogą jeszcze występować bardzo wielkie trudności do pokonania). O roli tych sił w równaniach ruchu decyduje okoliczność, że siły i momenty bezwładności są wprost proporcjonalne do przyśpieszeń, a siły i momenty sprężyste, według przyjętych założeń, są liniowymi funkcjami samych tylko wychyleń elementów układu, nie zależą zaś ani od ich prędkości, ani przyśpieszeń. Ruch układu pozostaje zatem bez wpływu na reakcje sprężyste, których współczynniki można wobec tego wyznaczać na podstawie pomiarów statycznych.

To wielkie udogodnienie odpada, gdy przechodzimy do dwóch ostatnich kategorii sił i momentów. Pomiary statyczne nic tu nam dać nie mogą. Jeśli chodzi jeszcze o siły tarcia powierzchniowego i tłumienia wewnętrznego, sprawa jest prostsza o tyle, że przynajmniej charakter ich działania jest z góry określony i zawsze jednakowy: mogą tylko w mniejszym lub większym stopniu tłumić drgania. Dlatego też zazwyczaj wystarcza przy ich wyznaczaniu ograniczyć się do niewielkiej liczby prostych pomiarów, tym bardziej, że w najważniejszych praktycznie przypadkach, jak przekonano się, wywierają one na przebieg zjawiska jedynie wpływ drugorzędny (choć bynajmniej nie do zaniedbania).

Natomiast znacznie trudniej przedstawia się sprawa z ostatnią kategorią sił. Przez długi okres czasu wszystkie niemal badania aerodynamiczne, a zwłaszcza natury doświadczalnej, ograniczały się wyłącznie do dziedziny przepływów ustalonych, niezmiennych w czasie. Tymczasem właśnie podczas rozpatrywanych tu drgań, przepływ powietrza dokoła skrzydła ulega bardzo szybkim zmianom. Wobec tego wartości charakterystycznych współczynników aerodynamicznych, znalezione w warunkach ustalonego przepływu, bezpośrednio nie dają jeszcze żadnego pojęcia o tym, jakie będą wartości odpowiednich współczynników w *ruchu nieustalonym* — a od nich dopiero zależy właściwy przebieg drgań, ich tłumienie bądź wzmaganie się. Te właśnie trudności natury aerodynamicznej stanowiły główną przeszkodę na drodze do dokładnego rachunkowego opanowania zagadnienia samowzmagających się drgań skrzydła. Bez ich uprzedniego pokonania nie był możliwy jakikolwiek dalszy postęp w tej dziedzinie.

Pierwotnie usiłowano obejść te trudności z pomocą pewnego rodzaju wybiegu, polegającego na zastąpieniu przy wyznaczaniu sił i momentów aerodynamicznych istotnego opływu dokoła drgającego skrzydła pewnym fikcyjnym opływem, który posiadałby już względem skrzydła charakter ustalony, niezależny od czasu. Definicji tego „opływu zastępczego" nadawano dość różną postać, niekiedy mętną i nieścisłą [7]). Bodaj że najprostsze będzie następujące sformułowanie: „zastępczy opływ" powstałby z badanego, gdyby *chwilowy środek obrotu* rozpatrywanego profilu skrzydła zachowywał niezmiennie swoje aktualne położenie w przestrzeni, a chwilowa jego prędkość kątowa — swoją wartość aktualną.

Już na pierwszy rzut oka to zastąpienie jednego opływu drugim wydaje się dość ryzykowne, gdyż widać odrazu, że ruch zastępczy profilu jest ruchem bardzo specjalnym: wszystkie punkty poruszają się tu ze stałymi prędkościami po współśrodkowych okręgach. Głębsza analiza rzeczywistego ruchu i towarzyszących mu sił aerodynamicznych całkowicie to pierwsze wrażenie potwierdza. Jak przekonamy się poniżej, w części szczegółowej artykułu, efekt niektórych z pominiętych w opływie zastępczym czynników jest tego samego rzędu, co wielkości w tym schemacie zachowane. Rzecz prosta, że stanowi to zasadniczą wadę samej wewnętrznej konstrukcji proponowanego postępowania. Gdyby jeszcze te stosunki znalazły całkowite potwierdzenie doświadczalne, musiałyby ulec zupełnej rewizji wszystkie dotychczasowe rozważania oparte na wprowadzeniu opisanego powyżej „zastępczego opływu ustalonego". Niestety, wykonanie doświadczeń, o których mowa, natrafia na duże trudności techniczne, gdyż bezpośredni pomiar sił i momentów, których natężenie i kierunek ulegają szybkim zmianom w czasie eksperymentu i które prócz tego zależą od dużej liczby parametrów — wymaga niezmiernie złożonej aparatury: z jednej strony bardzo czułej na siły mierzone, a z drugiej zupełnie niewrażliwej na działanie różnych ubocznych, zakłócających impulsów dynamicznych.

Tym cenniejsze stają się w tych warunkach wszelkie próby teoretycznego ujęcia zagadnienia reakcyj aerodynamicznych w ruchu nieustalonym. Zauważmy, że nie mają one bynajmniej na celu zastąpienia prac doświadczalnych, raczej powinny tylko wskazać im linię przewodnią badań, dzięki czemu już uniknąć dało by się wielu zbędnych błądzeń i poszukiwań po omacku. Wreszcie przez odpowiednią konfrontację wyników teoretycznych z wartościami pomiarowymi, dopiero można będzie ustalić odpowiednie dla techniki lotniczej *wzory robocze*.

We wspomnianych próbach teoretycznych nie może być oczywiście mowy o zupełnie ścisłym ujęciu

[7]) Takim jest chociażby rozwijane przez niektórych autorów w związku z tym opływem zastępczym pojęcie „dynamicznej krzywizny" profilu (p. np. Rauscher. Ueber die Schwingungen freitragender Flügel. Luftfahrtforschung. Bd. 4. H. 5).

zagadnienia. By jego rozwiązanie uczynić dostępnym tym metodom i narzędziom matematycznym, którymi w danych warunkach rozporządzamy, wprowadzić należy do mechanizmu zjawiska często b. daleko idące uproszczenia. Tak jak w przeważnej części rozwiązań z dziedziny aerodynamiki stosowanej, tak i w tych teoriach obiektem badań, ściśle rzecz biorąc, jest nie samo rzeczywiste zjawisko, lecz pewien mniej lub więcej abstrakcyjny jego schemat: tak np. dotychczas prawie we wszystkich pracach traktuje się powietrze jako ośrodek *idealny, nielepki i nieściśliwy*.

Rzecz jasna, że każde dalej idące założenie upraszczające kryje w sobie równocześnie niebezpieczeństwo zatracenia obok zbędnych również i niektórych cech charakterystycznych zjawiska, których pominięcie — zwłaszcza w pewnych warunkach specjalnych — może całkowicie zniekształcić końcowy wynik. Niestety, dokładne i wszechstronne pojęcie o tym dać może dopiero wspomniane powyżej porównanie wyników teoretycznych i doświadczalnych. Zazwyczaj zresztą konieczność zachowania w schemacie teoretycznym pewnych cech istotnych zjawiska narzuca się odrazu, niemal w sposób oczywisty, już na podstawie najprostszych obserwacyj. Jeśli chodzi w szczególności o zjawisko opływu powietrza dokoła skrzydła, takim podstawowym warunkiem do spełnienia jest zachowanie dodatniego ciśnienia w całym otaczającym skrzydło polu aerodynamicznym. Stąd już wynika bezpośrednio, że wszędzie, a więc i wzdłuż krawędzi spływu ze skrzydła, prędkości cząstek ośrodka powinny co najmniej przybierać wartości ograniczone, skończone.

Spełnienie tego postulatu, znanego pod nazwą *warunku Żukowskiego* — w przypadku opływu nieustalonego — nie jest możliwe (z małymi wyjątkami) przy zachowaniu niezmiennej w czasie *cyrkulacji* dokoła profilów skrzydła. Każdej zaś zmianie tej cyrkulacji towarzyszyć musi — w myśl klasycznych zasad hydrodynamiki ośrodków idealnych — spływ z tylnej krawędzi skrzydła wirów o odpowiednim natężeniu. Można je w rzeczywistości względnie łatwo zaobserwować na odpowiednio wykonanych zdjęciach tego rodzaju opływów nieustalonych. Widać na nich wyraźnie, że ciągnąca się za skrzydłem cienka warstewka wirów stanowi przedłużenie wspomnianej już raz warstwy powierzchniowej. Ta ostatnia, po oderwaniu od powierzchni skrzydła, tworzy właśnie unoszoną przez prąd warstewkę *swobodnych wirów*.

Ruch tych wirów podlega zasadniczo tym samym prawom hydrodynamicznym, co i ruch dowolnej cząstki cieczy. Pamiętać jednak należy, że zgodnie właśnie z tymi prawami, na ruch każdego wiru wpływają wszystkie pozostałe, z czego wynika, że prędkości wirów w danej chwili uzależnione są nie tylko od aktualnego rozkładu prędkości na brzegu profilów skrzydła, ale i od całej poprzedzającej „h i s t o r i i“ t e g o r u c h u. Biorąc to pod uwagę nie powinniśmy się dziwić, że całkowicie ścisłe z punktu widzenia teorii rozwiązanie tego zagadnienia — a więc wyznaczenie w każdej chwili kształtu i położenia warstwy wirowej oraz rozkładu wzdłuż niej natężenia wirów — oceniane jest jako beznadziejne, przekraczające możliwości współczesnej analizy matematycznej [8]). Rzecz prosta jednak, że technika lotnicza wcale nie wymaga tak daleko posuniętej ścisłości. Zwłaszcza przy pierwszych próbach znalezienia rozwiązania należy się pogodzić z bardziej abstrakcyjnym traktowaniem zjawiska. Obok więc założenia idealnego ośrodka, wprowadzamy przede wszystkim drugie szeroko i z powodzeniem stosowane w całej aerodynamice *założenie ruchu płaskiego* (tj. ruchu odbywającego się w sposób identyczny we wszystkich płaszczyznach równoległych do pewnej określonej płaszczyzny, w danym przypadku płaszczyzny symetrii samolotu — urzeczywistnienie takiego opływu w przestrzeni nieograniczonej wymagało by oczywiście skrzydła nieskończenie długiego). W ruchu płaskim, zamiast z warstwą wirową mamy do czynienia z jej śladem w płaszczyźnie ruchu, w postaci *linii środków wirów*.

Powyższe założenia nie usuwają jeszcze podkreślonej poprzednio głównej trudności analitycznej, na jaką tu natrafiamy. Radykalnie ją usuwa dopiero całkowite z a n i e d b a n i e r u c h u b e z w z g l ę d n e g o w i r ó w. Nie jest to założenie tak daleko odbiegające od rzeczywistości, jak by się mogło wydawać w pierwszej chwili: w samej rzeczy, z wyjątkiem najbliższego sąsiedztwa skrzydła, wiry poruszają się w ośrodku bardzo wolno. Dla naszych zresztą celów potrzebna będzie jeszcze pewna modyfikacja tego założenia, która jednak nie wprowadza już — przynajmniej w interesujących nas tu przypadkach — żadnych większych niedokładności. Będziemy mianowicie przyjmowali, że wszystkie spływające z ostrza wiry oddalają się od profilu wzdłuż jednej i tej samej prostej sztywno z profilem związanej, z tą samą stałą prędkością, równą przeciętnej prędkości lotu. Założenie to, jak się przekonamy, tym mniejsze pociąga za sobą błędy, im mniejsze przeciętne kąty natarcia tworzy skrzydło z prądem powietrza.

Na takich podstawach zbudowane teorie dają już możność wyznaczenia postaci współczynników aerodynamicznych występujących w omawianych równaniach samowzmagających się drgań bez oderwania. Ale nie tylko w tej dziedzinie znaleźć może zastosowanie teoria przepływów nieustalonych. Zagadnienia dynamicznej stateczności samolotu, zjawiska towarzyszące raptownemu wejściu płatów w obszar prądów wstępujących lub zstępujących, loty w burzliwej atmosferze i działanie silnych podmuchów wiatru, wreszcie stare zagadnienie lotu ptaków i analiza wytwarzania przez nie siły popędowej z pomocą okresowego ruchu skrzydeł — oto najważniejszych kilka zagadnień, których rozwiązania nie można się spodziewać bez oparcia rozważań na wynikach mniej lub więcej dokładnej teorii przepływów nieustalonych.

W literaturze zagranicznej znaleźć można na powyższy temat bardzo wiele prac, z których ważniejsze wymienia spis podany na końcu tego artykułu. Brak natomiast, zdaje się, publikacji należycie koordynującej wyniki przez różnych autorów osiągnię-

8) Taką jest np. opinia P r a n d t l a, który pierwszy wysunął i sprecyzował te zagadnienia w pracy pt. „Ueber die Entstehung von Wirbeln in der idealen Flussigkeit, mit Anwendung auf die Tragflügeltheorie und andere Aufgaben“ (Vortrage aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik — Innsbruck 1922. — Herausgegeben von Th. v. Karman und T. Levi-Civita. Berlin 1924 — str. 21).

te, skutkiem czego zdarza się, że różnice formalne tylko, a nawet czysto zewnętrzne, bywają traktowane jako istotne, dotyczące samego podstawowego schematu zjawiska. Może więc nie bez pożytku będzie niniejszy artykuł, w którym staram się zwięźle i możliwie jasno przedstawić główne elementy teorii opływów nieustalonych dokoła profilów lotniczych.[9])

Wybierając ze względu na brak miejsca najprostszy i najkrótszy sposób podejścia do zagadnienia, pominiemy z konieczności wiele szczegółów, a również i niejedną kwestię ciekawszą, lecz mniej zasadniczego charakteru[10]). Zgodnie też z tym planem ograniczymy się tutaj do schematu profilu prostoliniowego (przekrój nieskończenie długiej płaskiej płytki). Skutkiem tego stracimy wprawdzie możność zbadania wpływu różnych kształtów profilu na jego własności aerodynamiczne w prądzie nieustalonym, ale za to uzyskamy niezmierne uproszczenie wszystkich rachunków — i to bez konieczności uciekania się do pomocy funkcyj analitycznych zmiennej zespolonej, co jak sądzę, wielu czytelnikom może ułatwić czytanie artykułu.

Wyznaczenie pola aerodynamicznego dokoła profilu prostoliniowego poruszającego się ruchem dowolnym.

Niech w ośrodku nieruchomym (np. w powietrzu) porusza się nieskończenie cienka płytka o szerokości $2b$ i nieograniczonej długości w ten sposób, by jej krawędzie stale pozostawały równoległe do siebie. Wywołany jej ruchem przepływ ośrodka będzie odbywał się identycznie we wszystkich płaszczyznach prostopadłych do krawędzi płytki: będzie to zatem *ruch płaski.* Poprowadźmy w którejkolwiek z płaszczyzn ruchu dowolnie położony, lecz nieruchomy układ współrzędnych x, y. Obok tego układu, częściej jeszcze korzystać będziemy z układu ruchomego ξ, η, sztywno związanego z poruszającym się profilem AB (rys. 1). Początek tego ostatniego układu obieramy w środku C odcinka AB, oś ξ kierujemy wzdłuż samego odcinka od jego ostrza tylnego A w stronę ostrza przedniego B, osi zaś η nadajemy taki zwrot, by obrót od dodatniej półosi ξ do dodatniej półosi η o kąt $\frac{\pi}{2}$ odbywał się w tym samym zwrocie, co analogiczny obrót od osi x do y (ten zwrot obrotów będziemy nazywali dodatnim).

Chodzić nam będzie o znalezienie — przy określonych założeniach, wymienionych już poprzednio we wstępie, do których zresztą będziemy mieli jeszcze sposobność powrócić — chwilowych reakcyj aerodynamicznych wywołanych dowolnym ruchem tej płytki, a przypadających na jednostkę jej długości (to znaczy na odcinek płytki zawarty między dwiema płaszczyznami ruchu odległymi od siebie o jednostkę długości). Rzecz jasna, że zadanie to musi być poprzedzone wyznaczeniem pola prędkości powstałego w otaczającym ośrodku na skutek ruchu profilu.

[9]) Zastosowaniom tej teorii do zagadnienia samowzmagających się drgań płatów nośnych zamierzamy poświęcić artykuł następny.

[10]) Systematyczny zarys omawianej teorii, zawierający równocześnie niezbędne wiadomości z aerodynamiki i nauk pomocniczych, jest obecnie opracowywany przez autora.

Dla wyjaśnienia pewnych podstawowych związków dobrze jest przypuścić na chwilę, że mowa tu nie o profilu w kształcie odcinka (bez grubości), lecz np. o normalnym profilu lotniczym, o określonej grubości i jednym tylko, tylnym ostrzu (p. rys. 1, na którym taki profil został cienko nakreślony dokoła odcinka AB).

W płaszczyźnie ruchu będziemy mieli do czynienia nie z jednym, lecz z dwoma polami kinematycznymi: jedno — to pole bezwzględnych prędkości ośrodka; drugie — to pole bezwzględnych prędkości punktów profilu, a więc ciała sztywnego. Pierwsze pole w rzeczywistości istnieje tylko na zewnątrz profilu, drugie — tylko w jego wnętrzu (choć obydwa mogą być w myśli przedłużone na całą płaszczyznę ruchu). Na brzegu profilu obydwa pola wchodzą ze sobą w kontakt, muszą więc być tam w określony sposób uzgodnione, jeżeli ośrodek ma zachować ciągłość, a więc nie odrywać się od profilu, a z drugiej strony nie przenikać do jego wnętrza. Oznaczmy, dla odróżnienia, przez wektor $\vec{v}$ bezwzględną prędkość dowolnego punktu poruszającego się ośrodka, przez wektor zaś $\vec{V}$ — bezwzględną prędkość któregokolwiek punktu profilu. W takim razie wspomniane uzgodnienie wymaga li tylko, by wzdłuż całego konturu profilu składowa normalna obydwu pól była zgodna co do zwrotu i równa co do bezwzględnej wartości:

$$v_n = V_n \, ; \qquad \ldots \ldots \quad (1)$$

(za dodatni zwrot normalnej do profilu przyjmować będziemy kierunek na zewnątrz profilu).

Pole prędkości $\vec{V}$ jest nam znane z chwilą, gdy został określony ruch profilu. Jak wiadomo, chwilowy ruch płaski ciała sztywnego wyznaczają już całkowicie dwa parametry: *chwilowa prędkość liniowa* któregokolwiek jego punktu (np. $\vec{V_c}$, tzn. prędkość punktu C, p. rys. 1) oraz *chwilowa prędkość kątowa* ruchu obrotowego profilu Ω (prędkość tę uważamy za dodatnią, jeżeli wywołany nią obrót ma zwrot dodatni). Z pomocą tych wielkości wyrażają się już prostymi wzorami składowe prędkości wzdłuż osi ξ i η jakiegokolwiek innego punktu profilu (bądź też któregokolwiek punktu układu sztywno z profilem związanego):

$$V_\xi = V_{c\xi} - \eta\,\Omega; \quad V_\eta = V_{c\eta} + \xi\,\Omega \, . \quad . \quad (2)$$

Łatwo też napisać w razie potrzeby składowe w kierunkach osi x i y oraz wyznaczyć w każdym punkcie na konturze profilu rzut tej prędkości na dany (przez cosinusy kierunkowe) kierunek normalnej do profilu, czyli wyznaczyć wspomnianą powyżej wielkość V_n, a tym samym i v_n. Specjalnie prosto wyrażają się te składowe normalne dla badanego profilu prostoliniowego, a mianowicie: na wierzchu profilu mamy

$$v_n^+ = v_\eta = V_n^+ = V_\eta = V_{c\eta} + \xi\,\Omega, \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

na spodzie zaś:

$$v_n^- = -v_\eta = V_n^- = -V_\eta = -V_{c\eta} - \xi\,\Omega; \quad . \quad (4)$$

(umieszczone u góry symbolów znaki + wzgl. — mają wskazywać, że dana wielkość odnosi się do wierzchu wzgl. spodu profilu prostoliniowego). Powyższe

równania stanowią tzw. *warunki brzegowe,* które służą właśnie do wyznaczenia pola prędkości $\vec{v}$ opływającego profil ośrodka. Prócz tego wiadomo jeszcze o tym polu, że w nieskończoności prędkość $\vec{v}$ zanika i że w całym obszarze na zewnątrz profilu nie ma nigdzie żadnych źródeł, ani dodatnich, ani ujemnych (tzn. miejsc, skądby ośrodek wypływał lub dokądby, jak do studni, wpadał). Matematycznie własność tę ujmuje *równanie ciągłości,* które w założeniu ośrodka nieściśliwego sprowadza się po prostu do tego, że *rozbieżność (diwergencja)* wektora $\vec{v}$ jest w całym obszarze wypełnionym przez ośrodek równa zeru:

$$\operatorname{div} \vec{v} = \frac{\partial v_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial v_\eta}{\partial \eta} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0; \quad . \quad . \quad (5)$$

pamiętać przy tym należy, że zarówno v_x i v_y, jak v_ξ i v_η oznaczają odpowiednie składowe *prędkości bezwzględnej* $\vec{v}$.

Wreszcie, w myśl podanych powyżej uwag wstępnych, wiry mogą się znajdować tylko na jednej linii (półprostej przy przyjętych założeniach), wychodzącej z tylnego ostrza profilu A (p. rys. 1) — poza tym ruch jest wszędzie *niewirowy.* Niewirowość ruchu wyraża analitycznie równość:

$$\frac{\partial v_\xi}{\partial \eta} = \frac{\partial v_\eta}{\partial \xi}; \quad \left(\text{i tak samo: } \frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\partial v_y}{\partial x}\right). \quad . \quad . \quad (6)$$

Wynika stąd bezpośrednio istnienie *potencjału prędkości,* czyli funkcji położenia $\varphi(\xi, \eta)$, bądź $\Phi(x, y)$, której *gradientem* będzie właśnie prędkość $\vec{v}$:

$$\vec{v} = \overrightarrow{\operatorname{grad}}\, \varphi, \quad \text{tzn.:} \quad v_\xi = \frac{\partial \varphi}{\partial \xi}; \quad v_\eta = \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \quad . \quad . \quad (7)$$

$$\vec{v} = \overrightarrow{\operatorname{grad}}\, \Phi: \quad v_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x}; \quad v_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad . \quad . \quad (7_*)$$

Będą to funkcje ciągłe i regularne w całej płaszczyźnie na zewnątrz odcinka AB i wspomnianego jego przedłużenia, utworzonego przez środki spływających z ostrza A wirów.

Rzecz prosta, że w ruchu nieustalonym funkcje φ i Φ muszą ponadto zawierać jeszcze czas t jako parametr. Pod tym względem jednak zachodzi między funkcją $\varphi(\xi, \eta, t)$ a $\Phi(x, y, t)$ pewna dość subtelna różnica, z której należy sobie dokładnie zdać sprawę.

W danej chwili, przybierają te funkcje w tych samych punktach przestrzeni jednakowe wartości. Trzeba jednak pamiętać, że z biegiem czasu odpowiedniość współrzędnych x i y oraz ξ i η ulega zmianie skutkiem ruchu układu (ξ, η) unoszonego przez profil. Współrzędne więc ξ i η określonego nieruchomego punktu przestrzeni są funkcjami nie tylko współrzędnych x i y, ale i czasu t: $\xi = \xi(x, y, t)$ i $\eta = \eta(x, y, t)$ — chwila zastanowienia wystarczy przy tym, by się przekonać, że:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -V_\xi; \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = -V_\eta. \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Widzimy więc, że podczas gdy funkcja $\Phi(x, y, t)$ zależy od czasu jedynie za pośrednictwem samego parametru t, o tyle $\varphi(\xi, \eta, t)$ jest funkcją złożoną czasu, zależną od niego nie tylko za pośrednictwem parametru t, ale i współrzędnych ξ i η. Dopiero wyraźnie ujawniając tę zależność, to znaczy podstawiając zamiast współrzędnych ξ i η funkcje $\xi(x, y, t)$ i $\eta(x, y, t)$ do wyrażenia analitycznego funkcji φ, można ją przekształcić na Φ. Symbolicznie notujemy to w postaci następującej:

$$\Phi(x, y, t) \equiv \varphi[\xi(x, y, t), \eta(x, y, t), t] \quad . \quad . \quad (9)$$

Stąd wynika, że pochodne cząstkowe

$$\left.\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right|_{\substack{x = \text{const.} \\ y = \text{const.}}} \quad \text{i} \quad \left.\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right|_{\substack{\xi = \text{const.} \\ \eta = \text{const.}}}$$

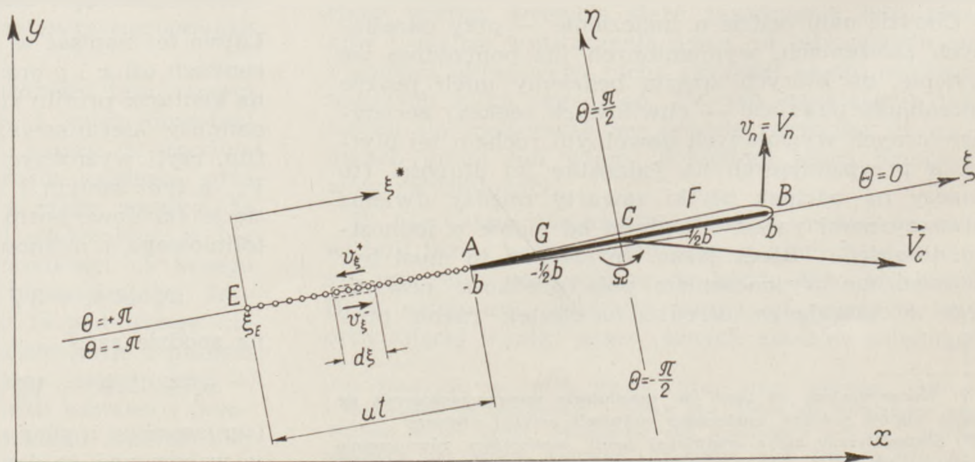
są to wielkości różne. By znaleźć zachodzący między nimi związek, trzeba wziąć pod uwagę opisaną złożoną zależność funkcji φ od czasu t — różniczkując mianowicie obie strony tożsamości (9) względem czasu t znajdziemy:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial t}.$$

Uwzględniając zaś definicję potencjału prędkości φ (wzory 7) oraz związki (8), możemy równości tej nadać postać:

$$\left.\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right|_{\substack{x = \text{const.} \\ y = \text{const.}}} = \left.\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right|_{\substack{\xi = \text{const.} \\ \eta = \text{const.}}} - v_\xi V_\xi - v_\eta V_\eta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Jest to zależność podstawowego znaczenia. Chodzi bowiem o to, że w równaniach dynamicznych, z którymi będziemy mieli do czynienia w następnym rozdziale przy wyznaczaniu ciśnień działających na poruszający się profil, występuje pochodna $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$; a tym-



Rys. 1. Współrzędne profilu i linii wirowej (por. też ods. 11).

czasem znacznie łatwiej jest wyznaczyć właśnie funkcję $\varphi(\xi, \eta, t)$, a nie $\Phi(x, y, t)$, gdyż warunki brzegowe w układzie osi ξ i η pozostają niezmienne, podczas gdy w układzie x, y w każdej chwili inaczej analitycznie się wyrażają.

Przechodzimy obecnie do samego wyznaczenia potencjału prędkości φ. Podstawiając pochodne (7) do równania ciągłości (5) otrzymujemy tzw. *równanie Laplace'a:*

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} = 0 \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

Funkcje spełniające to równanie różniczkowe o pochodnych cząstkowych noszą nazwę *funkcyj harmonicznych*. Zadanie nasze sprowadza się zatem do wyszukania takich funkcyj harmonicznych, których pierwsze pochodne (tj. prędkości) znikałyby w nieskończoności i które czyniłyby zadość warunkom brzegowym wyrażonym równościami (3) i (4).

By móc prosto wyrazić szukany potencjał, wprowadzimy uprzednio układ dwóch pomocniczych zmiennych σ i ϑ. Współrzędne ξ i η wyrażają się przez te zmienne z pomocą poniższych dwóch wzorów, zawierających tylko funkcje trygonometryczne i hiperboliczne:

$$\left.\begin{aligned} \xi &= f_1(\sigma, \vartheta) = b \operatorname{Cosh} \sigma \cos \vartheta; \\ \eta &= f_2(\sigma, \vartheta) = b \operatorname{Sinh} \sigma \sin \vartheta. \end{aligned}\right| \quad \ldots \quad (12)$$

Zauważmy, że *wyznacznik funkcyjny (jakobian)* układu tych funkcyj

$$\Delta = b^2 (\operatorname{Sinh}^2 \sigma + \sin^2 \vartheta) \quad \ldots \quad (13)$$

jest różny od zera dla wszystkich wartości σ i ϑ z wyjątkiem układu ich wartości: $\sigma = 0$ i $\vartheta = 0, \pm\pi, \pm 2\pi$ i t. d.; znaczy to, że $\Delta > 0$ w całej płaszczyźnie z wyłączeniem dwóch tylko punktów A i B ($\xi = \pm b$; $\eta = 0$). Stąd już wynika możliwość odwrócenia układu funkcyj (12) i wyznaczenia parametrów σ i ϑ jako funkcyj od ξ i η, regularnych wszędzie poza punktami A i B. W postaci *nieuwikłanej* odnośne wyrażenia analityczne są zbyt złożone, by je tu przytaczać; nie będą nam zresztą koniecznie potrzebne. Warto natomiast zanotować, że miejscami geometrycznymi punktów σ=const. i ϑ=const. są odpowiednio elipsy i hiperbole o równaniach:

$$\left(\frac{\xi}{b \operatorname{Cosh} \sigma}\right)^2 + \left(\frac{\eta}{b \operatorname{Sinh} \sigma}\right)^2 = 1;$$

$$\left(\frac{\xi}{b \cos \vartheta}\right)^2 - \left(\frac{\eta}{b \sin \vartheta}\right)^2 = 1;$$

z tego względu parametry σ i ϑ przyjęto nazywać *współrzędnymi eliptycznymi*. By mieć do czynienia z jednoznacznym w całej płaszczyźnie układem tych współrzędnych, wystarczy ograniczyć zakres ich zmienności do przedziałów:

$$0 < \sigma < +\infty \quad \text{i} \quad -\pi < \vartheta < +\pi.$$

Zauważmy jeszcze, że na całym odcinku AB (i tylko na tym odcinku) mamy:

$$\sigma = 0, \qquad \xi = b \cos \vartheta, \quad \ldots\ldots \quad (14)$$

przy czym na spodzie odcinka ϑ zmienia się od $-\pi$ do 0, podczas gdy na wierzchu od 0 do $+\pi$; w odpowiadających sobie punktach spodu i wierzchu profilu parametr ϑ różni się tylko znakiem: $\vartheta = -\vartheta$. W ten sposób przerwa ciągłości parametru ϑ przypada na odcinek AB i na pozostałą ujemną część osi odciętych (u góry jest $\vartheta = +\pi$, u dołu $\vartheta = -\pi$, p. rys. 1).[11])

Otóż za pośrednictwem tych współrzędnych eliptycznych szukany potencjał wyraża się niezmiernie prosto:

$$\varphi = -bV_\infty e^{-\sigma} \sin \vartheta - \frac{b^2}{4} \Omega e^{-2\sigma} \sin 2\vartheta. \quad \ldots \quad (15)$$

Przede wszystkim oczywiście należy wykazać, że jest to funkcja harmoniczna.[12a]) Bezpośrednie sprawdzenie według wzoru (11), przez efektywne obliczenie sumy pochodnych $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2}$, wymagało by — na skutek uwikłanej postaci zależności σ i ϑ od ξ i η — bardzo długich rachunków. Znacznie prostsza natomiast będzie droga następująca. Znajdziemy ogólnie, jak się wyraża $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \sigma^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \vartheta^2}$ przez: $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2}$ i pochodne cząstkowe funkcyj σ i ϑ względem ξ i η. Różniczkujemy w tym celu dwukrotnie funkcję φ traktując ją jako funkcję złożoną:

$$\varphi(\xi, \eta) = \varphi[f_1(\sigma, \vartheta), f_2(\sigma, \vartheta)];$$

należy przy tym wziąć pod uwagę zasadniczą własność przekształcenia (12) warunkującą *ortogonalność* układów krzywych σ = const i ϑ = const

$$\frac{\partial f_1}{\partial \sigma} = \frac{\partial f_2}{\partial \vartheta} \quad \text{i} \quad \frac{\partial f_1}{\partial \vartheta} = -\frac{\partial f_2}{\partial \sigma} \quad \ldots \quad (16)$$

Uwzględniając zaś te równości oraz bezpośrednio z nich wynikające

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial \sigma^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial \vartheta^2} = 0 \quad \text{(i tak samo dla funkcji } f_2\text{)},$$

otrzymujemy już z łatwością następujący niezmiernie prosty i ważny związek:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \sigma^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \vartheta^2} = \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2}\right) \left[\left(\frac{\partial f_1}{\partial \sigma}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_1}{\partial \vartheta}\right)^2\right].$$

Zawarta w nawiasie prostokątnym, po prawej stronie powyższej równości, suma kwadratów pochodnych wyraża po prostu (por. wzory 16) wartość Δ

11) Na rys. 1 należy zastąpić literę Θ przez ϑ.

12a) Zauważmy nawiasem, że jeżeli odwołać się do teorii funkcyj analitycznych, harmoniczność funkcyj $\varphi = \varphi(\xi, \eta)$ wynika odrazu z faktu, że funkcja (15) jest częścią urojoną następującej funkcji zmiennej zespolonej:

$$b V_\infty e^{-\tau} + {}^1/_4\, b^2 \Omega e^{-2\tau}, \qquad \text{gdzie:} \quad \tau = \sigma + i\vartheta;$$

i że według (12):

$$\zeta = \xi + i\eta = {}^1/_2\, b\left(e^{\tau} + e^{-\tau}\right) = b \operatorname{Cosh} \tau.$$

Wprowadzając jeszcze zmienną zespoloną $Z = X + iY = e^{\tau}$, otrzymujemy w płaszczyźnie Z odwzorowanie płaszczyzny ζ, rozciętej wzdłuż odcinka AB, na zewnętrze koła jednostkowego: $X^2 + Y^2 = 1$. Jak z tego wynika, potencjał prędkości otrzymany przez to odwzorowanie w płaszczyźnie Z, na zewnątrz koła jednostkowego, stanowi część rzeczywistą następującego dobrze znanego potencjału zespolonego:

$$-iV_\infty \frac{b}{Z} - {}^1/_4\, i\Omega \frac{b^2}{Z^2}.$$

wyznacznika funkcyjnego (13); jest zatem w całej płaszczyźnie, z wyjątkiem dwóch punktów A i B, różna od zera ($\Delta > 0$). Wynika stąd natychmiast, że równanie Laplace'a (11) równoważne jest równaniu:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \sigma^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \vartheta^2} = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Jeśli zaś chodzi o to równanie, nie nastręcza już najmniejszych trudności bezpośrednie sprawdzenie, że czyni mu zadość funkcja (15). Jest to zatem w samej rzeczy funkcja harmoniczna. By ostatecznie przekonać się, że wyraża ona szukany potencjał prędkości, trzeba jeszcze zbadać zachowanie jej pochodnych cząstkowych w punkcie nieskończenie odległym płaszczyzny (ξ, η) oraz sprawdzić, czy czyni zadość warunkom brzegowym (3) i (4).

Wychodzimy ze wzorów na pochodne funkcyj złożonych:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = \frac{\partial \varphi}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} + \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi};$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \frac{\partial \varphi}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial \eta} + \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial \eta}.$$

Ponieważ nie mamy wyrażonych zmiennych σ i ϑ w funkcji od ξ i η w postaci wyraźnej, lecz tylko uwikłanej (12), musimy celem wyznaczenia odpowiednich ich pochodnych cząstkowych skorzystać ze znanych wzorów na pochodne układu funkcyj odwrotnych:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta} \frac{\partial f_2}{\partial \vartheta}; \qquad \frac{\partial \sigma}{\partial \eta} = -\frac{1}{\Delta} \frac{\partial f_1}{\partial \vartheta},$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} = -\frac{1}{\Delta} \frac{\partial f_2}{\partial \sigma}, \qquad \frac{\partial \vartheta}{\partial \eta} = \frac{1}{\Delta} \frac{\partial f_1}{\partial \sigma}.$$

gdzie wyznacznik funkcyjny Δ dany jest przez wzór (13). Według podanych wzorów znajdziemy po łatwych uproszczeniach:

$$v_\xi = \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} =$$

$$= \frac{2V_{c\eta} \sin 2\vartheta + b\,\Omega\, e^{-\sigma} \sin \vartheta\, (1 - e^{-2\sigma} + 2\cos 2\vartheta)}{4\,(\mathrm{Sinh}^2 \sigma + \sin^2 \vartheta)} \quad (18_1)$$

$$v_\eta = \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} =$$

$$= \frac{2V_{c\eta}(e^{-2\sigma} - \cos 2\vartheta) + b\,\Omega\, e^{-\sigma} \cos \vartheta\, (1 + e^{-2\sigma} - 2\cos 2\vartheta)}{4\,(\mathrm{Sinh}^2 \sigma + \sin^2 \vartheta)} \quad (18_2)$$

Ponieważ punktom nieskończenie odległym płaszczyzny (ξ, η) odpowiada $\sigma = \infty$ — mamy bowiem według wzorów (12) $\xi^2 + \eta^2 = b^2\,(\mathrm{Sinh}^2\sigma + \cos^2\vartheta)$ — więc zgodnie z postawionym warunkiem, pole prędkości $\vec{v}$ zanika w nieskończoności, i to jak kwadrat odległości (co znowu, jak wiemy, zgodne jest z warunkiem skończonej energii poruszającego się ośrodka ciągłego).

Natychmiast też możemy się przekonać o spełnieniu warunków brzegowych (3—4). W samej rzeczy, podstawiając do wzoru (18_2) $\sigma = 0$ i uwzględniając wzór (14), otrzymujemy, że na samym profilu AB:

$$\sigma = 0; \qquad v_\eta = V_{c\eta} + \xi\,\Omega. \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

W ten sposób przekonaliśmy się, że podany potencjał prędkości φ (wzór 15) przedstawia istotnie opływ bezwzględny ośrodka ciągłego dokoła profilu prostoliniowego AB, poruszającego się ruchem zupełnie dowolnym. Stosownie do rozkładu jego ruchu chwilowego na obrót dokoła środka C z prędkością kątową Ω i na ruch postępowy z prędkością tego środka V_c, potencjał φ zawiera dwa wyrazy odpowiednio zależne od Ω i od składowej ruchu postępowego $V_{c\eta}$, normalnej do profilu (składowa styczna V_ξ, jednakowa oczywiście dla wszystkich punktów profilu, nie występuje w potencjale φ, gdyż sama nie powoduje żadnego opływu).

Jest to opływ *bezcyrkulacyjny*, gdyż wyrażenie analityczne (15) przedstawia w całej płaszczyźnie (ξ, η) na zewnątrz AB *funkcję jednoznaczną*.

W związku z tym właśnie nie czyni też jeszcze ten opływ zadość wszystkim warunkom omówionym na wstępie, a mianowicie nie spełnia na ogół *warunku Żukowskiego* (p. str. 138). Jak wynika ze wzorów (18), pole prędkości $\vec{v}$ jest skończone wszędzie z wyjątkiem co najwyżej punktów, w których wyróżnik funkcyjny $\Delta = 0$, tj. ostrzy profilu. W tych zaś punktach prędkość w samej rzeczy staje się nieskończenie wielka, jak to najlepiej widać z poniższego wyrażenia na wartości, które przybiera składowa v_ξ na brzegach profilu AB:

$$\sigma = 0, \quad v_\xi = V_{c\eta} \operatorname{ctg} \vartheta + \frac{1}{2}\, b\,\Omega\, \frac{\cos 2\vartheta}{\sin \vartheta} \quad . \quad . \quad (20)$$

Wyrażenie to można jeszcze przekształcić, jak następuje:

$$v_\xi = \frac{1}{\sin \vartheta}\left(V_{c\eta} \cos \vartheta + \frac{1}{2}\, b\,\Omega\right) - b\,\Omega \sin \vartheta. \quad . \quad (20_1)$$

Jak z tych wzorów widać, dla $\vartheta = 0$ i $\vartheta = \pm\pi$ jest $v_\xi = \infty$ — z wyjątkiem dwóch jednak przypadków, a mianowicie: $V_{c\eta} = \pm \frac{b}{2}\,\Omega$, to znaczy takich ruchów chwilowych profilu, które redukują się do samego tylko obrotu dokoła środka położonego na profilu odpowiednio w punktach $\xi = -\frac{b}{2}$ bądź $\xi = \frac{b}{2}$ (w pierwszym przypadku mamy: $(v_\xi)_A = 0$, $(v_\xi)_B = \infty$; w drugim zaś odwrotnie: $(v_\xi)_A = \infty$, $(v_\xi)_B = 0$).

Zauważmy, że nieskończenie wielkie prędkości w przednim ostrzu B nie mają dla naszego zagadnienia tego samego znaczenia, co takież prędkości w tylnym ostrzu A. Pochodzenie pierwszych bowiem jest natury czysto formalnej: wywołane one zostały tym, że prawdziwy profil lotniczy zastąpiliśmy tutaj, celem uproszczenia rachunków, profilem prostoliniowym (p. rys. 1). W rzeczywistości więc dla profilów lotniczych, o które nam przecież chodzi, pozostaje tylko kwestia nieskończenie wielkiej prędkości w tylnym ostrzu, gdyż to ostatnie stanowi istotny element każdego profilu lotniczego. Wprawdzie bezcyrkulacyjny potencjał prędkości wywołany ruchem takich profilów nie da się już dokładnie wyrazić z pomocą funkcji (15); jednakże dla dość cienkich

symetrycznych profilów lotniczych, ten potencjał prędkości — poza wąskim otoczeniem przodu profilów — będzie się ilościowo bardzo nieznacznie różnił od funkcji (15). Pomijając więc w dalszym ciągu milczeniem okoliczność, że z potencjału prędkości (15) wynika w punkcie B nieskończenie wielka prędkość, będziemy ten potencjał traktowali jako pierwsze przybliżenie opływu bezcyrkulacyjnego — zupełnie wystarczające, jeśli chodzi o cienkie symetryczne profile lotnicze.

Wracając do spełnienia warunku Żukowskiego, czyli warunku skończonej prędkości w tylnym ostrzu profilu A, przypominamy, o czym zresztą była już mowa na wstępie, że jest to możliwe jedynie na skutek ciągłego spływu wirów z tego ostrza. Indukują one, jak wiadomo, dodatkowe prędkości, przy czym spływ ich właśnie w ten sposób samoczynnie się reguluje, by w każdej chwili wypadkowa prędkość była w tym ostrzu skończona.

Musimy więc teraz uzupełnić jeszcze potencjał (15) dodatkowymi wyrazami pochodzącymi od tych wirów, z tym oczywistym zastrzeżeniem, że przy tym uzupełnieniu zachowane muszą być zarówno warunki brzegowe (3—4), jak i warunek znikania prędkości w nieskończoności (jak kwadratu odległości).

Dla prostoty rozpatrzymy najpierw jeden element takiego uzupełnienia zakładając, że na zewnątrz profilu znajduje się tylko jeden *izolowany wir*, rekujący się np. do punktu $\xi=\xi_0<-b$; $\eta=0$. Potencjał prędkości indukowany przez taki wir w obecności odcinka AB ma postać (znowu przy użyciu współrzędnych eliptycznych):

$$\varphi_0 = -\frac{\gamma_0}{2\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\operatorname{Sinh}\sigma_0 \sin\vartheta}{\operatorname{Cosh}\sigma + \operatorname{Cosh}\sigma_0 \cos\vartheta}, \quad . \quad . \quad (21)$$

gdzie $\sigma=\sigma_0>0$ i $\vartheta=\pm\pi$ są współrzędnymi eliptycznymi środka wiru. Według wzoru (12) będzie zatem: $\xi_0 = -b \operatorname{Cosh}\sigma_0$. Punkt ten jest równocześnie punktem wieloznaczności funkcji (21). Poza tym jedynym punktem natomiast, φ_0 jest już na zewnątrz odcinka AB funkcją regularną i harmoniczną zarówno zmiennych σ i ϑ, jak ξ i η. Jak już o tym była mowa, wystarczy w celu sprawdzenia podstawić bezpośrednio wyrażenie analityczne (21) do równania (17). Z braku miejsca pominiemy tutaj ten prosty, choć dość długi rachunek[12b]).

Z kolei zbadajmy pole prędkości indukowane przez ten wir. W ten sam sposób, jak przy wyznaczaniu pola bezcyrkulacyjnego, znajdziemy po łatwych uproszczeniach:

$$v_\xi = \frac{\partial\varphi_0}{\partial\xi} = \frac{\gamma_0}{bM}\left(\operatorname{Cosh}2\sigma\cos\vartheta + \operatorname{Cosh}\sigma_0\operatorname{Cosh}\sigma\right)\sin\vartheta,$$

$$v_\eta = \frac{\partial\varphi_0}{\partial\eta} = \frac{-\gamma_0}{bM}\left(\operatorname{Cosh}\sigma\cos 2\vartheta + \right.$$

$$\left. + \operatorname{Cosh}\sigma_0\cos\vartheta\right)\operatorname{Sinh}\sigma, \quad . \quad . \quad (22)$$

12b) Zauważmy, że funkcja (21) jest częścią rzeczywistą następującej funkcji analitycznej (por. też uwagi w odsyłaczu (12a) oraz wprowadzone tam oznaczenia):

$$-\frac{i\gamma_0}{2\pi}\ln\frac{e^{\tau}+e^{\tau_0}}{e^{\tau}+e^{-\tau_0}} = -\frac{i\gamma_0}{2\pi}\ln\frac{Z-X_0}{Z-1\,X_0}$$

gdzie

$$M = 2\pi\frac{\operatorname{Sinh}^2\sigma + \sin^2\vartheta}{\operatorname{Sinh}\sigma_0}\left[\left(\operatorname{Cosh}\sigma\cos\vartheta + \operatorname{Cosh}\sigma_0\right)^2 + \right.$$

$$\left. + \operatorname{Sinh}^2\sigma\,\sin^2\vartheta\right].$$

Z wzorów tych wynika bezpośrednio, że prędkość zanika w nieskończoności jak kwadrat odległości.

W dalszym ciągu potrzebne nam będą wartości tej prędkości na profilu. Kładąc w powyższych wzorach $\sigma=0$ otrzymujemy:

$$v_\xi = \frac{\gamma_0}{2\pi\, b\sin\vartheta}\cdot\frac{\operatorname{Sinh}\sigma_0}{\operatorname{Cosh}\sigma_0 + \cos\vartheta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

$$v_\eta = 0$$

Ostatnie równanie dowodzi, że prędkość $\vec{v}$ jest na profilu styczna doń — warunki brzegowe (3—4) nie będą zatem zakłócone przez ten dodatkowy przepływ.

Należy jeszcze wyjaśnić znaczenie występującego tu współczynnika γ_0. Otóż jak łatwo się przekonać śledząc na podstawie wzoru (21) ciągłą zmienność funkcji φ_0, każde pełne okrążenie w zwrocie dodatnim środka wiru (tj. punktu $\sigma=\sigma_0$, $\vartheta=\pm\pi$), wykonane w bezpośrednim jego otoczeniu, wywołuje przyrost potencjału φ_0 właśnie o γ_0. Zgodnie więc z definicją potencjału prędkości (7), przyrost ten równać się będzie wartości *cyrkulacji* dokoła wiru, tzn. całce krzywoliniowej $\int_L v_s ds$, gdzie ds oznacza *element liniowy* konturu zamkniętego L otaczającego wir. Wreszcie na mocy twierdzenia Stokes'a, o równości sumy natężeń wirów i cyrkulacji wzdłuż konturu te wiry obejmującego, stała γ_0 wyraża równocześnie natężenie rozpatrywanego wiru. Zauważmy jeszcze, że cyrkulacja dokoła profilu AB, obieganego w tym samym dodatnim zwrocie, równa się: $-\gamma_0$.

Opierając się na tych wynikach możemy już teraz uformować takie uzupełnienie poprzednio otrzymanego opływu bezcyrkulacyjnego, by warunek Żukowskiego stale był spełniony.

Od chwili rozpoczęcia ruchu spływały z ostrza A wiry o nieskończenie małym zmiennym natężeniu. W rozpatrywanym momencie tworzą one pewną zygzakowatą linię ciągnącą się od ostrza A do punktu E, w którym obecnie znalazł się pierwszy wir, jaki spłynął na samym początku ruchu z ostrza. Przypuszczamy, że podstawowy ruch profilu jest postępowy i odbywa się pod stałym niewielkim kątem natarcia i ze stałą prędkością u. Na ten ruch podstawowy nakładają się dopiero drobne zakłócenia (małe pierwszego rzędu w porównaniu do wielkości u). Zakłócenia te mogą być poza tym zupełnie dowolnego charakteru — w każdym bądź razie, w pierwszym przybliżeniu, w punktach położonych na samym profilu będzie:

$$V_\xi \cong u. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

W tych warunkach nie popełnimy dużego błędu zakładając z góry, o czym zresztą już była mowa na wstępie, że miejscem geometrycznym omawianych wirów jest ujemna półoś ξ i że każdy indywidualny wir porusza się wzdłuż niej, oddalając się od ostrza A, ze stałą prędkością względną $-u$. Oznaczając

więc odciętą środka S któregokolwiek z tych wirów przez ξ, będziemy mieli:

$$\frac{d\xi_S}{dt} = -u, \quad \text{skąd:} \quad \xi_S = C_S - ut,$$

gdzie C_S jest stałą całkowania, inną oczywiście dla każdego wiru. Dla prostoty, umówimy się rachować czas od chwili rozpoczęcia ruchu — w takim razie $C_S = -b$ (p. rys. 1):

$$\xi_S = -b - ut \qquad (25)$$

Zanalizujmy teraz dokładniej rozkład wirów wzdłuż odcinka EA. Jak wspominaliśmy już, natężenia poszczególnych wirów są nieskończenie małe. Musimy więc odwołać się do pojęcia natężenia wirów przypadających na jednostkę długości; to jednostkowe natężenie wirów wzdłuż osi ξ oznaczymy symbolem $\gamma(\xi, t)$. Iloczyn zatem $\gamma(\xi, t)\, d\xi$ wyrażać będzie wartość sumy natężeń wirów położonych w danej chwili na nieskończenie małym odcinku $d\xi$ otaczającym punkt ξ. Jak wiadomo, suma natężeń wirów równa się cyrkulacji wzdłuż dowolnego konturu, byle otaczającego w zwrocie dodatnim raz jeden rozpatrywane wiry, i tylko te wiry. Możemy więc np. ten kontur poprowadzić według schematu wskazanego na rys. 1 linią przerywaną. W ten sposób dochodzimy natychmiast do wyniku:

$$\gamma\, d\xi = v_\xi^- \, d\xi - v_\xi^+ \, d\xi$$

gdzie v_ξ^+ i v_ξ^- oznaczają odpowiednio wartości składowej v_ξ u góry i u dołu osi ξ. Jak stąd widać, linia wirowa jest równocześnie linią nieciągłości składowej stycznej prędkości, a jednostkowe natężenie rozłożonych wzdłuż niej wirów równa się różnicy prędkości w odpowiadających sobie punktach od dołu i od góry tej linii:

$$\gamma(\xi, t) = v_\xi^- - v_\xi^+ \qquad (26)$$

Jeżeli chodzi o zbadanie tego rozkładu natężeń wirów, dogodnie jest wprowadzić pomocniczą zmienną:

$$\xi^* = \xi - \xi_E = \xi + ut + b. \quad . \quad . \qquad (27)$$

Jest to po prostu odcięta liczona wzdłuż osi ξ od punktu E, w którym się znajduje pierwszy wir, jaki spłynął z ostrza w chwili rozpoczęcia ruchu (rys. 1). Przy przyjętych przez nas założeniach, **z k a ż d y m i n d y w i d u a l n y m w i r e m j e s t r a z n a z a w s z e z w i ą z a n a j e d n a i t a s a m a w a r t o ś ć o d c i ę t e j**. W myśl zaś znanych praw Helmholtza o ruchu wirów, każdy indywidualny wir zachowuje podczas całego ruchu pierwotne swoje natężenie — wynika już stąd, że natężenie wirów γ jest funkcją jednej tylko zmiennej ξ^* i dopiero za jej pośrednictwem zależy od czasu t. W ten sposób dochodzimy do podstawowej tożsamości:

$$\gamma(\xi, t) = \gamma(\xi^*) = \gamma(\xi + ut + b). \quad . \quad . \qquad (28)$$

Weźmy teraz pod uwagę wiry, które w tej chwili spływają z ostrza A. W czasie dt zajęły one sąsiadujący z ostrzem nieskończenie mały odcinek $u\,dt$ — suma ich natężeń równa się wobec tego $\gamma_A u\,dt$, gdzie

$$\gamma_A = \gamma_{\xi^* = ut + b} \qquad (28_*)$$

O tę samą wartość $\gamma_A u\,dt$ wzrasta oczywiście ogólna suma natężeń wszystkich wirów znajdujących się na zewnątrz profilu. Lecz w myśl twierdzenia Thomsona, cyrkulacja wzdłuż każdej *linii płynnej* (tj. utworzonej wciąż z tych samych cząstek cieczy) nie może ulec w ośrodku idealnym żadnej zmianie. Wynika stąd przede wszystkim, że każdej zmianie sumy natężeń wszystkich wirów, znajdujących się na zewnątrz profilu, a wywołanej pojawieniem się nowych wirów — towarzyszy równa, lecz przeciwnego znaku zmiana cyrkulacji dokoła profilu AB. Oznaczając tę ostatnią, zmienną w czasie cyrkulację symbolem Γ, zależność tę wyrazić możemy równością:

$$d\Gamma = -\gamma_A\, u\, dt = -\gamma_A\, d\xi \quad . \quad . \quad . \qquad (29)$$

Lecz prócz tego — z uwagi na to, że przed rozpoczęciem ruchu, a więc gdy ośrodek był jeszcze w spoczynku, cyrkulacja wzdłuż każdej linii płynnej była oczywiście równa zeru — wynika na mocy tego samego twierdzenia:

$$\Gamma = \int_{\xi_E}^{0} \gamma\, d\xi \qquad (29_*)$$

Obecnie możemy już przejść do wyznaczenia dodatkowego pola prędkości indukowanego przez całą linię wirową EA. Prędkości indukowane przez element $d\xi$ tej linii określają poprzednio wyprowadzone wzory (22 — 23). Należy tylko w nich zastąpić γ przez $\gamma\, d\xi$, uwzględniając równocześnie, że wzdłuż linii wirowej jest $\vartheta_0 = \pi$, wobec czego zgodnie ze wzorami (12):

$$\xi = -b \operatorname{Cosh} \sigma_0 \quad (\sigma > 0); \quad . \quad . \quad . \qquad (30)$$

stąd:

$$\sigma_A = 0; \qquad \sigma_E = \operatorname{Arc\,Cosh} \frac{ut + b}{b} \quad . \quad . \qquad (30_*)$$

Interesować nas będą zresztą wyłącznie prędkości indukowane na samym profilu AB. By otrzymać prędkość pochodzącą nie od jednego wiru, lecz od całej linii wirowej, należy oczywiście — po wprowadzeniu wymienionych powyżej zmian — przecałkować wyrażenie (23) wzdłuż całej linii wirowej EA. Otrzymamy w ten sposób szukane uzupełnienie prędkości na profilu AB:

$$(v_\xi)_{ar} = \frac{1}{2\pi \sin\vartheta} \int_0^{\sigma_E} \gamma \frac{\operatorname{Sinh}^2 \sigma\, d\sigma}{\operatorname{Cosh} \sigma + \cos\vartheta} \qquad (31)$$

(dla uproszczenia druku, pod znakiem całki, zamiast σ_0 piszemy wprost σ).

Dołączając to wyrażenie do znalezionego już poprzednio wzoru na prędkość opływu bezcyrkulacyjnego (20), dochodzimy do ostatecznie uzupełnionego rozkładu prędkości na profilu:

$$v_\xi = V_{c_1} \operatorname{ctg} \vartheta + \Omega \frac{b \cos 2\vartheta}{2 \sin\vartheta} + \frac{1}{2\pi \sin\vartheta} \int_0^{\sigma_E} \gamma \frac{\operatorname{Sinh}^2 \sigma\, d\sigma}{\operatorname{Cosh} \sigma + \cos\vartheta} \qquad (32)$$

Przy odpowiednim wyborze kształtu zależności funkcjonalnej

da się już teraz spełnić warunek Żukowskiego, by w punkcie A (tj. dla $\vartheta = \pm\pi$) prędkość v_ξ nie stawała się nieskończenie wielka. W tym celu trzeba, jak widzimy, uczynić zadość *równaniu całkowemu*:

$$2\pi V_{G_\gamma} = \int_0^{\sigma_E} (\operatorname{Cosh}\sigma + 1)\,\gamma\, d\sigma, \qquad (33)$$

gdzie:

$$V_{G_\gamma} = V_\gamma - \frac{b}{2}\,\Omega \qquad (33_*)$$

wyraża składową normalną prędkości punktu G, leżącego na profilu po środku między tylnym ostrzem A i jego środkiem C ($\xi_G = -\frac{1}{2}b$; p. rys. 1).

Równanie (33) uwidocznia w pełni bardzo charakterystyczną cechę zjawiska opływu dokoła prostoliniowego profilu lotniczego: rozkład natężeń wzdłuż całej linii wirowej zależny jest wyłącznie od przebiegu zmian prędkości normalnej jednego tylko punktu profilu. Zasadniczo więc, znając historię ruchu tego punktu G, można szukać na podstawie równania całkowego (33) odpowiedniego kształtu funkcji $\gamma(\sigma, t)$, a następnie już bez przeszkód wyznaczyć pole aerodynamiczne towarzyszące badanemu ruchowi profilu.

By lepiej zdać sobie sprawę z charakteru związku między natężeniami wirów spływających z ostrza a każdorazową wartością prędkości normalnej punktu G, dobrze jest przekształcić jeszcze prawą stronę równania (33), wyłączając z niej sumę natężeń wszystkich wirów, czyli cyrkulację dokoła profilu Γ wziętą z przeciwnym znakiem. Według (29_*) i (30) mamy:

$$\Gamma = -b \int_0^{\sigma_E} \gamma \operatorname{Sinh}\sigma\, d\sigma; \qquad (34)$$

wobec czego:

$$2\pi b V_{G_\gamma} = -\Gamma + b \int_0^{\sigma_E} (1 + e^{\ldots})\,\gamma\, d\sigma =$$

$$= -\Gamma + \int_{\xi_E}^{-b} \left(\sqrt{\frac{\xi - b}{\xi + b}} - 1\right) \gamma\, d\xi. \qquad (35)$$

Z tego przekształcenia wyraźnie widać, że wpływ wirów na prędkość na profilu może być rozłożony na dwa składniki, z których pierwszy zależy tylko od wartości sumy algebraicznej natężeń wszystkich wirów, bez najmniejszego ich rozróżniania; drugi natomiast wprowadza klasyfikację wirów stosownie do ich odległości od profilu, a mianowicie im dalej są wiry położone, tym mniej w tym składniku znaczą. Wynika stąd między innymi, że jeżeli punkt G porusza się już od dłuższego czasu za stałą prędkością normalną $V_{G_\gamma} = \text{const.}$, to po pewnym okresie wstępnym, podczas którego spływać będą wiry o coraz słabszym natężeniu, nastąpi asymptotyczne ustalenie przepływu o stałej cyrkulacji granicznej $\Gamma = -2\pi b V_{G_\gamma}$ gdyż „klasyfikowany" wpływ wirów stopniowo będzie zanikać; (ponieważ $\xi = C - ut$, więc w tych warunkach ostatni wyraz po prawej stronie równania (35) dąży w miarę upływu czasu do zera).

Natomiast w ogólnym przypadku ruchu uwzględnione muszą być w tych równaniach wszystkie składniki, skutkiem czego nie zawsze możliwe będzie znalezienie efektywnego rozwiązania. Nam zresztą potrzebne będą w dalszym ciągu nie rozwiązania tak ogólnie postawionego zadania, lecz jedynie konkretna odpowiedź na znacznie ciaśniej zakreślone zadanie wyznaczenia funkcji $\gamma(\xi + ut)$ w przypadku, gdy na wspomniany powyżej podstawowy ruch profilu nakładają się *drgania harmoniczne* — i przy tym w założeniu, że ruch ten trwa już bardzo długo. W tych warunkach rozwiązanie równania (33) bądź (35) nie przedstawia większych trudności i daje się wyrazić w skończonej postaci z pomocą ztabelaryzowanych *funkcyj Bessela*. By dwukrotnie nie zajmować się analogicznymi rachunkami, podajemy to rozwiązanie łącznie z obliczeniem sił aerodynamicznych w rozdziale następnym.

Obliczenie wypadkowej siły normalnej do profilu i momentu reakcyj aerodynamicznych.

Znając rozkład prędkości w polu aerodynamicznym, otaczającym poruszający się profil, wyznaczamy, jak wiadomo, odpowiadający mu rozkład ciśnień z uogólnionego na ruch nieustalony *równania Bernoulliego:*

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)_{\substack{x=\text{const}\\ y=\text{const}}} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \text{const}$$

gdzie $\Phi(x, y, t)$ oznacza potencjał prędkości odniesiony do nieruchomego układu współrzędnych, p — ciśnienie, ρ — gęstość ośrodka, a

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 = v_\xi^2 + v_\eta^2.$$

Wyrugujmy jeszcze z tego równania, zgodnie z wyprowadzoną w poprzednim rozdziale podstawową zależnością (10), pochodną $\frac{\partial\Phi}{\partial t}$ — otrzymamy w ten sposób:

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_{\substack{\xi=\text{const.}\\ \eta=\text{const.}}} - p\,V_\xi - v\,V_\eta + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \text{const.} \qquad (36)$$

W dalszym ciągu potrzebne nam będą nie same ciśnienia, lecz ich różnice, $p^- - p^+$, w odpowiadających sobie punktach spodu i wierzchu profilu. Przy formowaniu tych różnic wiele wyrazów redukuje się, gdyż z jednej strony, zgodnie z warunkami brzegowymi na profilu, mamy: $v_\eta^+ = v_\eta^- = V_\eta$; a z drugiej znowu, jak wynika ze wzoru (32), prędkość v_ξ jest na profilu AB funkcją nieparzystą współrzędnej eliptycznej ϑ, tzn., że przybiera ta prędkość w tych samych punktach profilu, ale po przeciwnych jego stronach — wartości przeciwne:

$$v_\xi^+ = -v_\xi^-, \quad \text{skąd} \quad \left(v_\xi^+\right)^2 = \left(v_\xi^-\right)^2. \qquad (37)$$

Uwzględniając to wszystko możemy szukaną różnicę ciśnień wyrazić prostym wzorem:

$$p^- - p^+ = \rho \frac{\partial}{\partial t}(\varphi^+ - \varphi^-)_{\substack{\xi = \text{const.} \\ \eta = 0}} - 2\rho v_\xi^+ V_\xi \quad . \quad . \quad (38)$$

Przechodzimy z kolei do obliczenia: *wypadkowej siły normalnej* do profilu P_η (przypadającej na jednostkę jego długości, liczonej w kierunku prostopadłym do płaszczyzny ruchu) oraz *momentu elementarnych ciśnień aerodynamicznych* M_c względem środka C profilu [13]). Za punkt wyjścia obieramy oczywiste wzory:

$$P_\eta = \int_{-b}^{b} (p^- - p^+)\, d\xi; \qquad M_c = \int_{-b}^{b} (p^- - p^+)\, \xi\, d\xi.$$

Podstawiamy następnie do tych wzorów wyrażenie (38); po czym uwzględniając jeszcze (p. wzór 24), że dla wszystkich punktów profilu jest:

$$V_\xi = \text{const.} \cong u$$

otrzymujemy:

$$P_\eta = \rho \int_{-b}^{b} \frac{\partial}{\partial t}(\varphi^+ - \varphi^-)\, d\xi - 2\rho u \int_{-b}^{b} v_\xi^+\, d\xi;$$

$$M_c = \rho \int_{-b}^{b} \frac{\partial}{\partial t}(\varphi^+ - \varphi^-)\, \xi\, d\xi - 2\rho u \int_{-b}^{b} v_\xi^+\, \xi\, d\xi.$$

Niektóre z występujących tu całek można odrazu wyrazić przez poprzednio już rozważane wielkości: tak więc ostatni wyraz we wzorze na siłę normalną równa się po prostu iloczynowi $-\rho u \Gamma$, gdyż zgodnie z definicją cyrkulacji Γ i przy uwzględnieniu pierwszej z zależności (37) mamy:

$$\Gamma = \int_{-b}^{b} v_\xi^-\, d\xi + \int_{b}^{-b} v_\xi^+\, d\xi = -2 \int_{-b}^{b} v_\xi^+\, d\xi, \quad . \quad . \quad . \quad (39)$$

Następnie, jeśli chodzi o wyrazy zawierające pod znakiem całki różniczkowanie względem czasu t, należy wziąć pod uwagę, że zgodnie ze wzorem (38), to różniczkowanie odbywa się przy ξ=const. — jest więc niezależne od zmiennej całkowania ξ. Można zatem zmienić tu porządek różniczkowania i całkowania. Całkując następnie przez części znajdziemy:

$$\int_{-b}^{b} \frac{\partial}{\partial t}(\varphi^+ - \varphi^-)\, d\xi = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-b}^{b} (\varphi^+ - \varphi^-)\, d\xi =$$

$$= b \frac{\partial}{\partial t}(\varphi_B^+ - \varphi_B^- + \varphi_A^+ - \varphi_A) - \frac{\partial}{\partial t} \int_{-b}^{b} (v_\xi^+ - v_\xi^-)\, \xi\, d\xi.$$

Potencjał φ jest oczywiście wszędzie na zewnątrz profilu i linii wirowej funkcją ciągłą, będzie zatem $\varphi_B^+ = \varphi_B^-$; co zaś do różnicy $\varphi_A^+ - \varphi_A$ to wyraża ona wprost cyrkulację dokoła profilu. W samej rzeczy, wg. (39) i zgodnie z definicją potencjału prędkości (p. wzory 7):

$$\Gamma = \int_{-b}^{b} \frac{\partial \varphi^-}{\partial \xi}\, d\xi + \int_{b}^{-b} \frac{\partial \varphi^+}{\partial \xi}\, d\xi = \varphi_A^+ - \varphi_A^-.$$

Po uwzględnieniu tych przekształceń, podany wzór na siłę normalną P_η przybierze postać:

$$P_\eta = b\rho \frac{d\Gamma}{dt} - 2\rho \frac{\partial}{\partial t} \int_{-b}^{b} v_\xi^+\, \xi\, d\xi + \rho u \Gamma. \quad . \quad . \quad (40)$$

W sposób analogiczny przekształcamy wzór na moment:

$$M_c = -\frac{1}{2} b^2 \rho \frac{d\Gamma}{dt} - \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_{-b}^{b} v_\xi^+\, \xi^2\, d\xi +$$

$$-2\rho u \int_{-b}^{b} v_\xi^+\, \xi\, d\xi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (41)$$

Przechodzimy teraz do wyznaczenia występujących tu całek. Podstawmy więc zamiast v_ξ znalezione w poprzednim rozdziale wyrażenie (32), a równocześnie zmienną ξ zastąpmy przez $b \cdot \cos\vartheta$ (wzór 14). Otrzymujemy w ten sposób do obliczenia szereg całek określonych, przy czym granicami całkowania są $\vartheta = 0$ i $\vartheta = \pi$. Poniżej podajemy poszczególne etapy tego rachunku. Mamy przede wszystkim proste całki:

$$\int_0^\pi \cos^2\vartheta\, d\vartheta = \frac{\pi}{2}; \qquad \int_0^\pi \cos 2\vartheta \cos\vartheta\, d\vartheta = 0;$$

$$\int_0^\pi \cos^3\vartheta\, d\vartheta = 0; \qquad \int_0^\pi \cos 2\vartheta \cos^2\vartheta\, d\vartheta = \frac{\pi}{4};$$

następnie, ponieważ:

$$\int_0^\pi \frac{d\vartheta}{m + \cos\vartheta} =$$

$$= \frac{2}{\sqrt{m^2-1}} \operatorname{arc\,tg}\left(\sqrt{\frac{m-1}{m+1}} \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}\right)\Bigg|_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} = \frac{\pi}{\sqrt{m^2-1}},$$

więc:

$$\int_0^\pi \frac{\cos\vartheta\, d\vartheta}{\operatorname{Cosh}\sigma + \cos\vartheta} = \pi(1 - \operatorname{Ctgh}\sigma) = \frac{-\pi e^{-\sigma}}{\operatorname{Sinh}\sigma};$$

$$\int_0^\pi \frac{\cos^2\vartheta\, d\vartheta}{\operatorname{Cosh}\sigma + \cos\vartheta} = -\pi \operatorname{Cosh}\sigma (1 - \operatorname{Ctgh}\sigma) =$$

$$= \pi e^{-\sigma} \operatorname{Ctgh}\sigma.$$

13) W zasadzie należało by jeszcze uwzględnić nieznaczną w porównaniu do składowej normalnej P_η składową styczną P_ξ bądź to traktując profil jako granicę cienkiego profilu symetrycznego, bądź też wprowadzając pojęcie tzw. ***działania ssącego*** ostrza przedniego. Z uwagi jednak na wielką sztywność skrzydła w kierunku lotu, składowa ta tylko w minimalnym stopniu wpływa na przebieg jego drgań i wobec tego może być tutaj całkowicie pominięta, bez uszczerbku na dokładności ostatecznych wyników.

Na podstawie tych wzorów łatwo już znajdujemy:

$$\int_{-b}^{b} v_\xi^+ \xi d\xi = b^2 \int_0^\pi v_\xi^+ \cos\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta =$$

$$= \frac{\pi}{2} b^2 V_{c\eta} - \frac{b^2}{2} \int_0^{\sigma_E} \gamma e^{-\sigma} \operatorname{Sinh} \sigma d\sigma; \quad . \quad . \quad . \quad (42)$$

$$\int_{-b}^{b} v_\xi^+ \xi^2 d\xi = b^3 \int_0^\pi v_\xi^+ \cos^2\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta =$$

$$= \frac{\pi}{8} b^4 \Omega + \frac{b^3}{4} \int_0^{\sigma_E} \gamma e^{-\sigma} \operatorname{Sinh} 2\sigma d\sigma. \quad . \quad (43)$$

W wyrażeniu na siłę normalną (40) i moment (41) występują pochodne cząstkowe powyższych wyrażeń względem czasu t. Bardzo uważnego potraktowania wymaga różniczkowanie całek zależnych od wirów, trzeba bowiem wziąć pod uwagę zarówno zmianę prędkości na profilu wywołaną przesunięciem wszystkich wirów, jak i okoliczność pojawienia się świeżych wirów w najbliższym sąsiedztwie ostrza A. Najłatwiej można uniknąć omyłek zastępując zmienną całkowania σ przez ξ^* (p. wzory 27 i 30):

$$\xi^* = \xi + ut + b = ut + b - b \operatorname{Cosh} \sigma,$$

przy tym czas t należy traktować jako *zmienny parametr*. Wprowadzając tę zmienną do ostatniej całki pierwszego równania i pamiętając o tożsamości (28) i zależnościach (30_*), znajdziemy:

$$b \int_0^{\sigma_E} \gamma(\sigma, t) e^{-\sigma} \operatorname{Sinh} \sigma d\sigma = \int_0^{ut} \gamma(\xi^*) e^{-\sigma(\xi^*, t)} d\xi^*,$$

gdzie:

$$\sigma(\xi^*, t) = \operatorname{Arc} \operatorname{Cosh} \frac{ut + b - \xi^*}{b}.$$

Ponieważ w ten sposób zależność od czasu została wyraźnie ujawniona, zarówno w górnej granicy całki, jak i w funkcji podcałkowej, wspomniane różniczkowanie cząstkowe względem czasu nie nasuwa już teraz najmniejszych wątpliwości — znajdujemy też natychmiast (p. również wzory 28_* i 29):

$$b \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\sigma_E} \gamma e^{-\sigma} \operatorname{Sinh} \sigma d\sigma = u \gamma_A - \int_0^{ut} \gamma(\xi^*) e^{-\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial t} d\xi^* =$$

$$= -\frac{d\Gamma}{dt} - u \int_0^{\sigma_E} \gamma e^{-\sigma} d\sigma. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (44)$$

Wprowadzając ten wynik, przy uwzględnieniu wzoru (42), do wyrażenia (40) na siłę normalną, otrzymujemy:

$$P_\eta = \rho u \Gamma - \pi b^2 \rho \dot{V}_{c\eta} - b \rho u \int_0^{\sigma_E} \gamma e^{-\sigma} d\sigma. \quad . \quad . \quad (45)$$

Oznaczyliśmy tutaj symbolem $\dot{V}_{c\eta}$ pochodną funkcji $V_{c\eta}(t)$ względem czasu t. Nie będzie może rzeczą zbyteczną podkreślić, że na ogół ta pochodna wcale nie wyraża odpowiedniej składowej przyśpieszenia punktu C. Przekonywa o tym chociażby okoliczność, że punkt C może się poruszać ruchem jednostajnym i prostoliniowym, a więc bez przyśpieszenia, a jednak $\dot{V}_{c\eta}$ nie będzie zerem, jeżeli tylko profil zmienia w czasie ruchu swój kierunek w przestrzeni (nie porusza się ruchem postępowym).

Wzór (45) zawiera nieznaną nam jeszcze cyrkulację Γ, którą wraz z rozkładem wirów determinuje dopiero warunek Żukowskiego (33_*), bądź (35). Pośrednio więc zawarte są w tej cyrkulacji dane kinematyczne ruchu profilu. Nie jest to rzeczą dogodną, tym bardziej że bezpośrednim wyrażeniem cyrkulacji Γ jest całka określona (29_*), która w miarę nieograniczonego trwania ruchu dąży do *całki niewłaściwej* — ta ostatnia zaś przeważnie jest rozbieżna, gdyż elementy jej najczęściej oscylują dokoła pewnej średniej wartości. Na końcu poprzedniego rozdziału wskazaliśmy, na czym polega usunięcie tych trudności. Korzystając z wyprowadzonej tam zależności (35) oraz pamiętając o związku (33_*), możemy wzorowi (45) na siłę normalną nadać postać:

$$P_\eta = -2\pi b \rho u V_{c\eta} + \pi b^2 \rho u \Omega - \pi b^2 \rho \dot{V}_{c\eta} +$$

$$+ b \rho u \int_0^{\sigma_E} \gamma d\sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (46)$$

W analogiczny sposób obliczamy moment, znajdując w rezultacie:

$$M_c = -\pi b^2 \rho u V_{c\eta} - \frac{1}{8} \pi b^4 \rho \dot{\Omega} +$$

$$+ \frac{1}{2} b^2 \rho u \int_0^{\sigma_E} \gamma d\sigma, \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

gdzie $\dot{\Omega} = \frac{d\Omega}{dt}$ oznacza przyśpieszenie kątowe profilu.

Wzory te[14]) prowadzą do wniosku, że rozpatrywane reakcje aerodynamiczne dają się zredukować w każdej chwili do następującego układu utworzonego przez (p. rys. 2):

1) siłę normalną przyłożoną w środku profilu:

$$\pi b^2 \rho u \Omega - \pi b^2 \rho \dot{V}_{c\eta}; \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48_1)$$

2) siłę normalną przyłożoną w *ognisku profilu F*, t.j. punkcie znajdującym się (w profilu prostoliniowym) na ¼ szerokości profilu od przedniej krawędzi ($\xi_F = {}^1/_2 b$):

$$-2\pi b \rho u V_{c\eta} + b \rho u \int_0^{\sigma_E} \gamma d\sigma; \quad . \quad . \quad . \quad (48_2)$$

3) parę o momencie:

$$-{}^1/_8 \pi b^4 \rho \dot{\Omega}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48_3)$$

14) Powyższe wyniki pierwsi otrzymali, zresztą niezależnie od siebie, H. Wagner w r. 1924 i H. Glauert w r. 1929. Wyprowadzone też one były na różnej, choć w obu przypadkach zawiłej drodze (por. ze spisu prac cytowanych na końcu artykułu No 4 i 5).

Rys. 2. Układ sił wyrażonych w funkcji składowej normalnej $V_{c\eta}$ prędkości środka C profilu, jego prędkości kątowej Ω i ich pochodnych względem czasu.

Zauważmy, że pierwszy z wyrazów (48) odpowiada reakcji normalnej opływu ustalonego, towarzyszącego postępowemu ruchowi profilu ze stałą prędkością $u \sec \alpha \cong u$ i stałym kątem natarcia $\alpha = -\operatorname{arctg}(V_{c\eta} : u)$; składnikowi temu można też nadać dobrze znaną z teorii Żukowskiego postać: $\sim 2 \pi b \rho u^2 \alpha$. Wszystkie pozostałe składniki sił reprezentują efekt z a k ł ó c e ń nałożonych na podstawowy, postępowy i prostoliniowy ruch profilu.

Powyżej wyraziliśmy układ sił aerodynamicznych w funkcji: przeciętnej prędkości lotu u, składowej normalnej prędkości środka profilu $V_{c\eta}$, prędkości kątowej Ω i ich pochodnych względem czasu. Otóż często bezposrednio daną wielkością jest nie prędkość środka profilu, lecz prędkość jakiegokolwiek innego jego punktu, np. punktu H odległego o h od środka, tak iż $\xi_H = h$. Między prędkościami tych punktów zachodzą proste związki (por. wzory 2).

$$V_{c\xi} = V_{H\xi} \cong u; \quad V_{c\eta} = V_{H\eta} - h\,\Omega;$$

$$\dot{V}_{c\eta} = \dot{V}_{H\eta} - h\,\dot{\Omega}. \quad \ldots \quad (49)$$

Wprowadzając te wyrażenia do wzorów (46—47), bądź (48), będziemy mogli wyrazić badany układ sił z pomocą tych nowych parametrów (p. rys. 3).

Jako cechę najbardziej charakterystyczną otrzymanego wyniku podkreślić należy, że moment względem ogniska F zależy wyłącznie tylko od chwilowych prędkości i ich pochodnych:

$$M_F = -\frac{\pi}{2} b^3 \rho u \Omega + \frac{\pi}{2} b^3 \rho \dot{V}_{c\eta} - \frac{\pi}{8} b^4 \rho \dot{\Omega} =$$

$$= -\frac{\pi}{2} b^3 \rho u \Omega + \frac{\pi}{2} b^3 \rho \dot{V}_{H\eta} - \frac{\pi}{8} (b + 4h) b^3 \rho \dot{\Omega}; \quad (50)$$

nie zależy zaś zupełnie od układu wirów, ciągnących się za profilem, czyli od historii jego ruchu. Ta wielkość zatem może być bez najmniejszego trudu przedyskutowana nawet w przypadku najogólniejszego ruchu profilu, byle tylko czyniącego zadość wszystkim przyjętym dotychczas założeniom.

Na przykładzie tego momentu M_F najłatwiej też zbadać można, w jakim stopniu odbiegają od rozwiniętej tu teorii wyniki oparte na wprowadzeniu wspomnianego we wstępie (str. 137) „zastępczego" opływu ustalonego, zaniedbującego pochodne prędkości $V_{H\eta}$ i Ω (czyli sprowadzającego ruch profilu do ruchu jednostajnego po kole ze stałym kątem natarcia). Otóż przy założeniu, że $\dot{V}_{H\eta} = 0$ i $\dot{\Omega} = 0$, cały moment M_F redukuje się do pierwszego tylko wyrazu: $-\frac{1}{2}\pi b^3 \rho u \Omega$. Tymczasem zaniedbane wyrazy na ogół wcale nie są małe, a często są tego samego rzędu, co wyraz zachowany. Weźmy np. pod uwagę bardzo prosty, a dla teorii drgań ważny przypadek (rozpatrywany szczegółowo przez Glauerta[1]), gdy jeden z punktów profilu, np. H, porusza się ruchem jednostajnym ze stałą prędkością $|\vec{V}_H| = u$ po pewnej nieruchomej prostej, tak iż całe zakłócenie ruchu postępowego profilu sprowadza się do jego wahań dokoła tego punktu. Oznaczając przez ϑ_* kąt, jaki tworzy w danej chwili profil z niezmiennym kierunkiem prędkości punktu H, mamy $\frac{d\vartheta_*}{dt} = \Omega$, a następnie (p. rys. 3):

$$V_{H\eta} = -V_\xi \operatorname{tg} \vartheta_* \cong -u\vartheta_*; \quad \dot{V}_{H\eta} \cong -u\dot{\vartheta}_* \cong -u\Omega \quad (51)$$

wobec czego:

$$M_F = -\pi b^3 \rho u \Omega - \frac{\pi}{8} (b + 4h) b^3 \rho \dot{\Omega}. \quad . \quad (51_*)$$

Rys. 3. Układ sił wyrażonych w funkcji składowej normalnej $V_{H\eta}$ prędkości dowolnego punktu H profilu, prędkości kątowej Ω i ich pochodnych względem czasu.

Nawet więc wtedy, kiedy te wahania obdywają się bardzo wolno ($\Omega \cong 0$), opisane uproszczone postępowanie daje wyniki, jeśli chodzi o moment względem ogniska profilu, obarczone błędem $\cong 50\%$. Zważywszy jeszcze, że pierwszy, główny składnik tego wyrażenia jest to m o m e n t t ł u m i ą c y (skierowany przeciw prędkości kątowej Ω), nie trzeba chyba uzasadniać, jak wielkie znaczenie dla praktyki lotniczej może mieć wynik, według którego dokładnie obliczony moment M_F wypada dwukrotnie większy od wartości wynikającej z „zastępczego opływu ustalonego" (stanowiącego dotychczas jeszcze podstawę wielu badań nad drganiami płatów nośnych).

Poza momentem M_F, inne reakcje aerodynamiczne zależą na ogół nie tylko od stanu chwilowego ruchu profilu, ale i od wszystkich stanów poprzedzających, pozostawiających po sobie ślad w postaci wirów. Jeden jeszcze wyjątek, omówiony już na końcu poprzedniego rozdziału, stanowi dość specjalny przypadek, gdy punkt G profilu o d ł u ż s z e g o c z a s u porusza się ze stałą prędkością normalną V_G.

Z kolei więc musimy się zająć kwestią wyznaczenia występującej we wzorach (46) i (47) całki określonej $\int_0^{\sigma_E} \gamma\, d\sigma$, reprezentującej aktualny efekt całej poprzedzającej historii ruchu. Ograniczymy się do rozpatrzenia *ruchów okresowych*, a prócz tego trwających już tak długo, że można — bez większego wpływu na wartość tej całki — położyć w jej górnej granicy:

$$\sigma_E = \infty \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (52)$$

Przypuśćmy następnie dla prostoty, co jest zresztą sprawą czysto formalnego przekształcenia (49), że punkt profilu, którego zmienna prędkość jest nam bezpośrednio dana, jest właśnie punktem G.

Wiadomo, że każda funkcja okresowa — czyniąca zadość pewnym, zresztą dość ogólnym i w zastosowaniach praktycznych niemal zawsze spełnionym warunkom — daje się rozwinąć na *szereg Fouriera* funkcyj trygonometrycznych, *sinus* i *cosinus*, coraz to wyższych wielokrotności jednego i tego samego argumentu. Kolejne wyrazy tych rozwinięć noszą nazwę *składników harmonicznych*: pierwszy wyraz o najdłuższym okresie, równym okresowi samej funkcji rozwijanej, nosi nazwę podstawowego; następne zaś wyrazy zwą wyższymi harmonicznymi. Na ogół, jeżeli przebieg zmienności danej funkcji jest łagodny, już kilka pierwszych harmonicznych z wystarczającą dokładnością przybliża daną funkcję okresową.

Ponieważ w stosunku do małych wychyleń obowiązuje *prawo superpozycji*, więc z powyższego jasno wynika, że wystarczy rozwiązać nasze zadanie w przypadku prostego zakłócenia harmonicznego, by następnie nakładając w razie potrzeby szereg takich zakłóceń znaleźć odpowiedź dla dowolnego zakłócenia okresowego. — Posiłkując się wreszcie *całką Fouriera* można by to rozwiązanie uogólnić na zupełnie dowolne zakłócenie.

Weźmy zatem pod uwagę proste harmoniczne wahania składowej V_G, dokoła pewnej, jej średniej wartości, którą krótko oznaczymy symbolem V. Rzecz jasna, że zawsze można przesunąć początek rachuby czasu do tak obranej chwili $t = t_0$, by kładąc

$$t^* = t - t_0 \quad . \quad . \quad (53)$$

mieć:

$$V_G = V + V_0 \cos \nu t^*, \quad . \quad . \quad (54)$$

gdzie V_0 oznacza amplitudę wahań, a ν — ich *częstość* (por. uwagi na str. 135). Jest rzeczą naturalną przypuścić, że natężenie wirów spływających z ostrza A podczas tych drgań też będzie ulegało harmonicznym wahaniom, o tej samej częstości, a różnej tylko amplitudzie i fazie. O słuszności tego założenia przekonamy się nieco niżej, czyniąc z pomocą obranej funkcji $\gamma(\xi, t)$ zadość równaniu całkowemu (35). Niech więc zgodnie z powyższym (por. też wzór 28):

$$\gamma_A = \gamma(\xi, t)_{\xi = b} = \gamma_0 \cos \nu (t^* + t_1)$$

Lecz stąd wynika odrazu, że ogólny rozkład natężeń wirów musi mieć postać następującą:

$$\gamma(\xi, t) = \gamma_0 \cos \frac{\nu}{u} (\xi - b - ut^* - ut_1) \quad . \quad (55)$$

Wprowadźmy jeszcze do tego wzoru współrzędną eliptyczną (wg. 30) — będzie:

$$\gamma = \gamma_0 \cos (\nu t^* + \varkappa_1 - k \operatorname{Cosh} \sigma) \quad . \quad (55_*)$$

gdzie przez k oznaczyliśmy wielkość bezwymiarową, tzw. *częstość zredukowaną*:

$$k = \frac{b\nu}{u}, \quad . \quad . \quad (55_1)$$

a prócz tego:

$$\varkappa_1 = \nu t_1 + k. \quad . \quad . \quad (55_2)$$

Jak się przekonamy w dalszym ciągu, dla badanych tu zjawisk częstość zredukowana k jest wielkością bardzo charakterystyczną; (zauważmy, że tę częstość k można też wyrazić jako mnożony przez π stosunek długości profilu $2b$ do długości „fali wahań" $\lambda = Tu = 2\pi u/\nu$).

W powyższych wyrażeniach na funkcję γ świadomie pominęliśmy stałą, przyrównując tym samym do zera średnią wartość natężeń wirów γ — w przeciwnym bowiem razie suma natężeń wirów, a z nią i cyrkulacja Γ rosłyby nieograniczenie z czasem; przyjmując natomiast $\bar{\gamma} = 0$ mamy (p. wzór 29_*, bądź 34 i 30_*):

$$\Gamma = \bar{\Gamma} - \frac{b\gamma_0}{k} \sin (\nu t^* + \varkappa_1 - k), \quad . \quad . \quad (56)$$

gdzie średnia wartość cyrkulacji

$$\bar{\Gamma} = \frac{b\gamma_0}{k} \sin \nu (t_1 - t_0).$$

Jak widać, zależy ona od początkowej fazy ruchu. Zresztą kształt tego wyrażenia jest nam obojętny, gdyż nie będziemy się tu zajmować stadium początkowym ruchu.

Na podstawie rozkładu wirów określonego wzorem (55_*) i przy uwzględnieniu założenia (52), łatwo już można teraz obliczyć całkę występującą we wzorach na siłę i moment — mamy mianowicie:

$$\int_0^\infty \gamma\, d\sigma = \tfrac{1}{2} \pi \gamma_0 [\sin (\nu t^* + \varkappa_1) J_0(k) - \cos (\nu t^* + \varkappa_1) Y_0(k)], \quad (57)$$

gdzie:

$$J_0(k) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \sin (k \operatorname{Cosh} \sigma)\, d\sigma \quad . \quad . \quad . \quad (58_1)$$

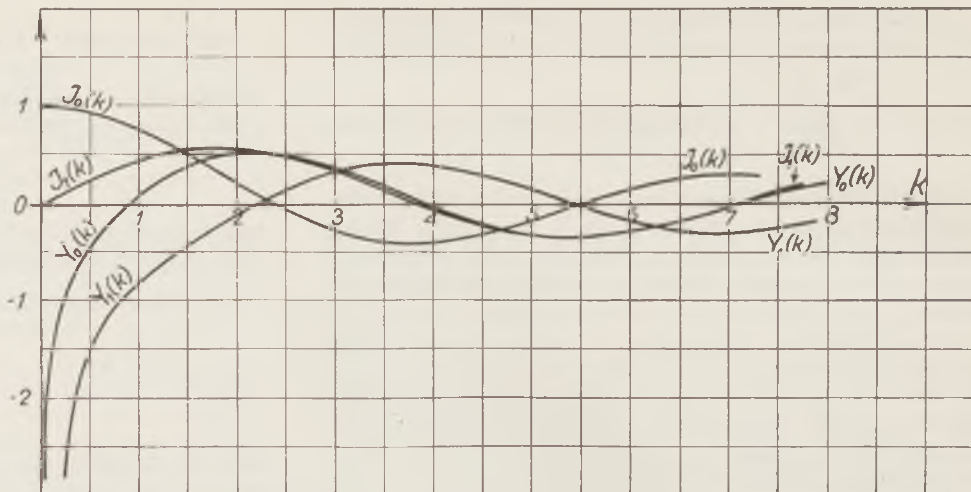
oraz

$$Y_0(k) = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \cos (k \operatorname{Cosh} \sigma)\, d\sigma \quad . \quad . \quad (58_2)$$

są to znane całkowe wyrażenia *funkcyj Bessela* i *Neumanna zerowego rzędu* (zwane też *funkcjami cylindrycznymi*, odpowiednio pierwszego i drugiego

rodzaju[15]). Charakter zmienności tych funkcyj dla rzeczywistych wartości argumentu k, przedstawiają wykresy podane na rys. 4. Należy zauważyć, że zerowa funkcja Bessela jest, podobnie jak sinus i cosinus, *funkcją całkowitą*, rozwijalną dla wszystkich skończonych wartości k na bezwzględnie i jednostajnie zbieżny szereg potęgowy (W a t s o n, l. c., str. 40):

$$J_0(k) = 1 - \frac{k^2}{2^2} + \frac{k^4}{(2.4)^2} + - \frac{k^6}{(2.4.6)^2} + \ldots; \quad . \quad (59)$$



Rys. 4. Wykresy funkcyj cylindrycznych: $J_0(k)$, $Y_0(k)$, $J_1(k)$ i $Y_1(k)$.

natomiast zerowa funkcja Neumanna posiada *punkt logarytmiczny* $k = 0$ (W a t s o n, l. c., str. 60 i 64):

$$Y_0(k) = \frac{2}{\pi}\left(C + \ln\frac{k}{2}\right) J_0(k) + - \frac{2}{\pi}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{(-1)^m S_m}{4^m.(m!)^2} k^{2m}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60)$$

gdzie $C = 0{,}5772157\ldots$, oznacza stałą Eulera, a

$$S_m = \frac{1}{1} + \frac{1}{2} + \ldots + \frac{1}{m}.$$

W ten sposób do całkowitego wyznaczenia szukanych reakcyj aerodynamicznych brak jeszcze tylko (p. wzór 57): wartości amplitudy γ_0 i parametru $\varkappa_1$, warunkującego odpowiednie przesunięcie w fazie między wahaniami składowej $V_{G\eta}$ i natężeniem spływających z ostrza wirów γ_A. Stałe te określimy z warunku Żukowskiego (rów. 35), w którym stosownie do założenia (52) kładziemy $\sigma_E = \infty$. Podstawmy zatem do równania (35) wyrażenia (54), (55_*) i (56) — otrzymamy:

$$\overline{V} + V_0 \cos \nu t^* + \frac{\overline{\Gamma}}{2\pi b} - \frac{\gamma_0}{2\pi k}\sin(\nu t^* + \varkappa_1 - k) =$$

$$= \frac{\gamma_0}{2\pi}\int_0^\infty (1 + e^{-\sigma}) \cos(\nu t^* + \varkappa_1 - k\,\mathrm{Cosh}\,\sigma)\, d\sigma. \quad . \quad (61)$$

Zanim przejdziemy do wyznaczenia z tego równania stałych γ_0 i $\varkappa_1$, wyrazimy funkcje:

$$f_1(k) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty e^{-\sigma} \sin(k\,\mathrm{Cosh}\,\sigma)\, d\sigma \quad . \quad . \quad (62_1)$$

oraz

$$f_2(k) = -\frac{2}{\pi}\int_0^\infty e^{-\sigma} \cos(k\,\mathrm{Cosh}\,\sigma)\, d\sigma. \quad . \quad (62_2)$$

przez funkcje cylindryczne Bessela i Neumanna pierwszego rzędu, $J_1(k)$ i $Y_1(k)$ (l. c. — por. też wykresy na rys. 4). W tym celu wyznaczymy przede wszystkim pochodną $f_1'(k)$. Uwzględniając wzór (58) na funkcję Y_0, możemy napisać

$$f_1'(k) = -\frac{1}{2} Y_0(k) + \frac{1}{\pi}\int_0^\infty e^{-2\sigma} \cos(k\,\mathrm{Cosh}\,\sigma)\, d\sigma.$$

Z drugiej strony, całkując przez części rozpatrywaną całkę znajdziemy:

$$f_1(k) = -\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \sin(k\,\mathrm{Cosh}\,\sigma)\, d e^{-\sigma} =$$

$$= \frac{2}{\pi}\sin k - \frac{k}{2} Y_0(k) - \frac{k}{\pi}\int_0^\infty e^{-2\sigma} \cos(k\,\mathrm{Cosh}\,\sigma)\, d\sigma.$$

Z tych dwóch równości wynika, że

$$[k f_1(k)]' = f_1(k) + k f_1'(k) = \frac{2}{\pi}\sin k - k\, Y_0(k).$$

Ponieważ funkcja $|f_1(k)|$ pozostaje dla wszystkich wartości zmiennej k ograniczona (mniejsza od $^2/_\pi$, jak odrazu wynika z jej całkowego wyrażenia (62_1)), więc $k f_1(k) \underset{k \to 0}{\longrightarrow} 0$ — zgodnie z tym całkę po-

15) P. np. G. N. W a t s o n: A treatise on the theory of Bessel functions; Cambridge 1922; str. 180. — Funkcja Neumanna Y_0 bywa też często, zwłaszcza w literaturze niemieckiej, oznaczana symbolem N_0, p. np. E. J a h n k e und F. E m d e: Funktionentafeln; 2. Auflage; Berlin 1933; — Obie książki zawierają dokładne tablice funkcyj cylindrycznych różnych rzędów.

Zauważmy, że liczbowe wartości całki (57) oraz funkcyj (62) wyznaczył G l a u e r t [Lit. No 5] dla kilku wartości parametru k metodą rozwinięć na szeregi, przy czym jednak jako zmienna całkowania występowała wielkość, proporcjonalna do odciętej ξ. — Następnie zaś B o r b e l y w pracy pt. „Mathematischer Beitrag zur Theorie der Flügelschwingungen" (Zeitsch. für angew. Math. und Mech. Bd.16; 1936) wykazał, że rozważane funkcje dają się wyrazić w skończonej postaci z pomocą funkcyj cylindrycznych; wynik ten wyprowadził niestety na drodze zbytecznie okólnej i długiej. — Widać tymczasem, że wzór (57) — dzięki wprowadzeniu współrzędnej eliptycznej σ — wynika b e z p o ś r e d n i o z podstawowych zależności (58). Również względnie proste okaże się wyprowadzenie wzoru (63) i (64). Jedno i drugie zawdzięczamy konsekwentnemu stosowaniu współrzędnych eliptycznych, które najwidoczniej lepiej od współrzędnych prostokątnych odpowiadają warunkom naszego zadania.

wyższego równania możemy przedstawić w postaci:

$$k f_1(k) = \frac{2}{\pi}(1 - \cos k) - \int_0^k k Y_1(k) dk.$$

Weźmy teraz pod uwagę znane zależności[16]):

$$\int k Y_0(k) dk = k Y_1(k), \quad Y_0'(k) = - Y_1(k).$$

By na podstawie tej *funkcji pierwotnej* $k Y_1(k)$ wyznaczyć szukaną całkę określoną, należy jeszcze znaleźć jej wartość dla dolnej granicy całki $k = 0$. Otóż ze związku $Y_1 = -Y_0'$ oraz ze wzoru (60) wynika odrazu:

$$\lim_{k=0} [k Y_1(k)] = \lim_{k=0} [- k Y_0'(k)] = -\frac{2}{\pi}.$$

Uwzględniając zaś to wszystko, otrzymujemy:

$$f_1(k) = -\frac{2 \cos k}{\pi k} - Y_1(k) \quad . \; . \; . \quad (63)$$

W sposób zupełnie analogiczny — a poniekąd prostszy, gdyż mamy: $J_1(0) = -J_0'(0) = 0$ — znajdziemy:

$$f_2(k) = -\frac{2 \sin k}{\pi k} + J_1(k) \quad . \; . \; . \quad (64)$$

Z pomocą tych funkcyj oraz funkcyj (58), równanie (61) można już przekształcić na zwykłe równanie trygonometryczne, w którym prócz tego pewna grupa wyrazów ulega odrazu redukcji. Zważywszy następnie, że to równanie obowiązuje w każdej chwili, dochodzimy właściwie nie do jednego, lecz do układu trzech równań — należy bowiem oddzielnie spełnić je dla wyrazów niezależnych od czasu, skutkiem czego:

$$2 \pi b V + \Gamma = 0; \quad . \; . \; . \; . \quad (65_1)$$

oddzielnie dla wyrazów mnożonych przez $\sin(\nu t^* + \varkappa_1)$ — skąd:

$$4 V_0 \sin \varkappa_1 = \gamma_0 [J_0(k) - Y_1(k)]; \quad . \; . \quad (65_2)$$

i oddzielnie dla mnożonych przez $\cos(\nu t^* + \varkappa_1)$ — skąd:

$$4 V_0 \cos \varkappa_1 = -\gamma_0 [Y_0(k) + J_1(k)] \quad . \; . \quad (65_3)$$

Pierwsze równanie (65_1) określa średnią wartość cyrkulacji Γ na podstawie średniej wartości V prędkości normalnej punktu G — taki sam zresztą związek istnieje i w ruchu ustalonym. Z dwóch zaś następnych równań $(65_{2,3})$ możemy już wyznaczyć szukane parametry γ_0 i $\varkappa_1$:

$$\gamma_0 = \frac{4 V_0}{\Lambda_1(k)}, \quad \sin \varkappa_1 = \frac{J_0(k) - Y_1(k)}{\Lambda_1(k)},$$

$$\cos \varkappa_1 = -\frac{Y_0(k) + J_1(k)}{\Lambda_1(k)}, \quad . \; . \; . \; . \quad (66)$$

gdzie dla skrótu wprowadziliśmy oznaczenie:

$$\Lambda_1(k) = \sqrt{[J_0(k) - Y_1(k)]^2 + [Y_0(k) + J_1(k)]^2} \quad . \quad (66_*)$$

parametr γ_0 zależy zatem od amplitudy V_0 wahań prędkości $V_{G\gamma}$ (wzór 54) i od częstości zredukowanej k (wzór 55_1), natomiast kąt $\varkappa_1$ jest funkcją samego tylko k. Oprócz tego kąta wprowadzimy jeszcze kąt $\varkappa_0$ określony w sposób następujący:

$$\sin \varkappa_0 = \frac{J_0(k)}{\Lambda_0(k)}; \quad \cos \varkappa_0 = -\frac{Y_0(k)}{\Lambda_0(k)};$$

$$\Lambda_0 = \sqrt{J_0^2 + Y_0^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (67)$$

Przy użyciu tych parametrów możemy nadać wzorowi (57) bardzo prostą postać:

$$\int_0^\infty \gamma \, d\sigma = 2 \pi V_0 \frac{\Lambda_0(k)}{\Lambda_1(k)} \cos(\nu t^* + \varkappa_1 - \varkappa_0) \quad . \quad (68)$$

Łącząc teraz obydwa składniki reakcyj aerodynamicznych, które zależą od składowej normalnej prędkości punktu G (p. wzory 48_2, 49 i 54), otrzymamy:

$$P_F = -2 \pi b \rho u [V + V_0 \cos \nu t^* +$$

$$- V_0 \frac{\Lambda_0}{\Lambda_1} \cos(\nu t^* + \varkappa_1 - \varkappa_0)] \quad . \; . \; . \quad (69)$$

Jak pamiętamy, punktem przyłożenia tej siły jest ognisko profilu F (p. schemat na rys. 2—3).

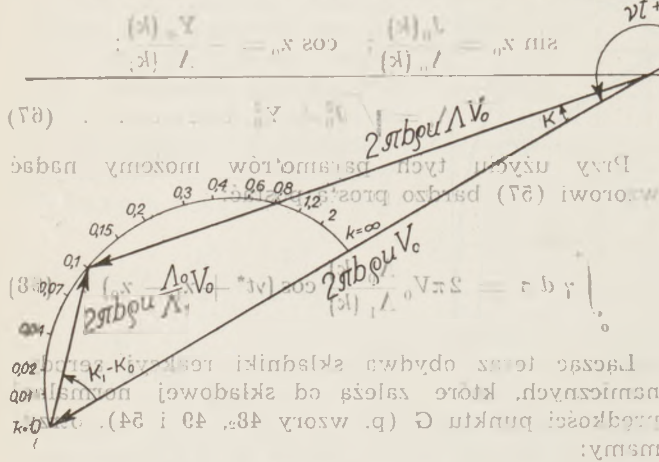
Analizując otrzymany wzór widzimy, że zawiera on po pierwsze wyraz $-2\pi b \rho u V$, określający wartość przeciętną tej siły za cały okres wahań prędkości, a następnie dwa składniki wyrażające jej wahania harmoniczne, o tym samym oczywiście okresie $T = 2\pi : \nu$, lecz o różnych amplitudach i fazach. Z tych ostatnich składników siły P_F, pierwszy podąża za wahaniami prędkości zachowując właściwą amplitudę i fazę (t. zn. fazę przesuniętą o kąt π w stosunku do fazy prędkości $V_{G\gamma}$ — p. rys. 5). Ten składnik reprezentuje więc niejako „efekt statyczny" zjawiska. Natomiast ostatni składnik wyraża jego „efekt dynamiczny": jego amplituda w porównaniu ze składnikiem „statycznym" jest zmieniona w stosunku $\Lambda_0 : \Lambda_1$, a faza przesunięta jeszcze dalej o kąt $\pi + \varkappa_1 - \varkappa_0$, tak, iż ostatecznie składnik „dynamiczny" wyprzedza prędkość o kąt $\varkappa_1 - \varkappa_0$. Jak wskazuje załączona tablica, gdy częstość zredukowana $k = \frac{\nu b}{u} = \pi \frac{2b}{\lambda}$ rośnie od 0 do $+\infty$, iloraz $\Lambda_0 : \Lambda_1$ rośnie od 0 do $^1/_2$, kąt zaś $\varkappa_1 - \varkappa_0$ maleje od $^1/_2 \pi$ do 0[17]). Przy bardzo więc wolnych wahaniach — albo ściślej: przy długiej fali $\lambda = uT$ tych wahań w porównaniu do długości profilu $2b$ — składnik „dynamiczny" może być pominięty i różnica w rachunku reakcyj aerodynamicznych w ruchu ustalonym i nieustalonym profilu polega jedynie na uwzględnieniu w tym ostatnim przypadku składowych sił i momentów podanych we wzorze (48_1) i (48_3), t.j. tych składowych, które zależą od prędkości kątowej obrotu profilu Ω, przyśpieszenia kątowego $\dot{\Omega}$ i pochodnej $\dot{V}_{G\gamma}$. W mia-

16) P. np. Watson, l. c., str. 66; bądź Jahnke-Emde, l. c., str. 213—214. Zauważmy, że takie same związki zachodzą między funkcjami Bessela, zerowego i pierwszego rzędu: $J_0(k)$ i $J_1(k)$.

17) Przy obliczaniu funkcyj cylindrycznych dla wielkich wartości argumentu k należy korzystać ze znanych wzorów asymptotycznych (p. np. Watson, l. c., str. 199):

$$\lim_{k \to \infty} J_0(k) \sim -Y_1(k) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi k}} \cos\left(k - \frac{\pi}{4}\right); \quad \lim_{k \to \infty} J_1(k) \sim Y_0(k) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi k}} \sin\left(k - \frac{\pi}{4}\right).$$

Rys. 5. Wykres wektorowy siły P_F, określający jej wartość bezwzględną i fazę dla różnych wartości częstości zredukowanej $k = \frac{b\nu}{u}$; (na rysunku wektory wykreślone zostały w położeniu odpowiadającym wartości $k = 0{,}1$).



rę natomiast wzrostu częstości zredukowanej k, składnik dynamiczny: $2\pi b\varrho u V_0 \frac{\Lambda_0}{\Lambda_1} \cos(\nu t^* + \varkappa_1 - \varkappa_0)$ powiększa swą amplitudę, a równocześnie faza jego zdąża do zgodności z fazą prędkości V_{G_1} (kąt $\varkappa_1 - \varkappa_0$ dąży do zera — p. rys. 5). W granicy więc dla $k \to \infty$[17]) wartość statyczna reakcyj aerodynamicznych zostaje zredukowana do połowy i w ten sposób:

$$P_F = 2\pi b\varrho u\,(V + \tfrac{1}{2}\,V_0 \cos\nu t^*).$$

Ponieważ samowzmagające się drgania płatów nośnych odbywają się na ogół przy wartościach częstości zredukowanej $k = \frac{b\nu}{u}$ zawartych w przedziale ([illegible]), więc jasną jest rzeczą, ze zaniedbanie w równaniu drgań tego składnika wywołanego pozostawionym przez profil śladem wirowym, prowadzić może do poważnych błędów.

k	Λ_0	$\varkappa_0$	Λ_1	$\varkappa_1$	$\varkappa_1 - \varkappa_0$	$\Lambda_0 : \Lambda_1$	Λ	$\varkappa$
0	∞	0°	∞	90°	90°	0	1	0°
0,01	3,178	18,3°	64,77	87,3°	69,3°	0,049	0,984	2,°
0,02	2,752	21,3°	32,999	85,6°	64,3°	0,083	0,967	4,5°
0,04	2,345	25,2°	17,129	82,9°	57,8°	0,137	0,934	7,1°
0,07	2,027	29,5°	10,315	80,3	50,8°	0,196	0,889	9,9°
0.1	1,830	33,0°	7,604	78,7	45,7°	0,241	0,850	11,7°
0,15	1,614	38,0°	5,486	77,3	39,2°	0.294	0,794	13.5°
0,2	1,466	42,5°	4,424	77,2°	34,6°	0,331	0,752	14,5°
0,3	1,268	50,5°	3,336	78,6°	28,1°	0,380	0,689	15,1°
0,4	1,136	57,7°	2,772	81,5°	23,8°	0,410	0,646	14,8°
0,5	1,039	64,6°	2,418	85,2°	20,6°	0,429	0,617	14,1°
0,6	0,963	71,3°	2,172	89,4°	18,1°	0,443	0,595	13,4°
0,7	0,902	77,8°	1,989	94,1°	16,3°	0,453	0,579	12,7°
0,8	0,851	84,1°	1,846	98,8°	14,7°	0,461	0,566	11,9°
0,9	0,807	90,4°	1,730	103,7°	13,3°	0,467	0,556	11,2°
1,0	0,770	96,6°	1,634	108,9°	12,3°	0,471	0,549	10,5°
1,2	0,709	108,8°	1,482	119,4°	10,6°	0,478	0,537	9,4°
1,5	0,639	126,8°	1,318	135,5°	8,7°	0,484	0,526	8,0°
2,0	0,557	156,3°	1,136	163,0°	6,1°	0,490	0,516	6,4°
∞	0	—	0	—	0°	½	½	0°

Powyższą dyskusję dobrze ilustruje wspomniany powyżej wykres, podany za przykładem Kassnera i Fingado[18]) (rys. 5). Na tym wykresie omawiane składowe siły P_F potraktowane zostały jako *wektory wirujące*, które wraz z wektorem

$$V_0 \cos\nu t^* = V_{G_1} - V$$

wirują z prędkością kątową ν; ich rzuty na oś odciętych określają zatem chwilowe wartości badanych sił. Wektor „dynamiczny" tworzy z wektorem „statycznym" stały kąt $\pi + \varkappa_1 - \varkappa_0$. Różnym wartościom częstości zredukowanej k odpowiadają różne wartości tego kąta i różne długości wektora „dynamicznego". Miejscem geometrycznym końców tego wektora jest właśnie wykreślona na rys. 5 krzywa, na której prócz tego zaznaczono kilka wartości parametru k, odpowiadających obranym punktom. Łącząc nieruchomy początek wektora „statycznego" z właściwym punktem tej krzywej otrzymujemy wypadkowy wektor, wyrażający przebieg wahań harmonicznych całej składowej P_F zależnej od wahań prędkości V_{G_1}. Z pomocą tego wektora (p. rys. 5) wzorowi (69) możemy nadać postać prostszą:

$$P_F = -2\pi b\varrho u\,[V + \Lambda V_0 \cos(\nu t^* - \varkappa)] \qquad (70)$$

gdzie stosunek długości Λ wektora wypadkowego do wektora „statycznego" oraz zawarty między nimi kąt ostry $\varkappa$ wyznaczamy z odpowiedniego trójkąta:

$$\Lambda^2 = 1 + \left(\frac{\Lambda_0}{\Lambda_1}\right)^2 - 2\,\frac{\Lambda_0}{\Lambda_1}\cos(\varkappa_1 - \varkappa_0),$$

a

$$\Lambda \sin\varkappa = \frac{\Lambda_0}{\Lambda_1}\sin(\varkappa_1 - \varkappa_0). \quad . \quad . \quad (70_1)$$

Szereg liczbowych wartości tych podstawowych parametrów, wyznaczających amplitudę i fazę badanej składowej, zawiera podana powyżej tablica.

Otrzymane wyniki dają już możność wyznaczenia głównych reakcyj aerodynamicznych, z którymi spotykamy się przy badaniu samowzmagających się drgań płatów nośnych").

LITERATURA

Prace poświęcone zagadnieniom reakcyj aerodynamicznych, jakie działają w założeniu opływu płaskiego — ze strony ośrodka na poruszający się w nim ruchem dowolnym profil lotniczy, dadzą się podzielić na dwie kategorie. Do pierwszej zaliczymy te prace (poniżej zgrupowane pod A), które rozpatrują opływ ośrodka w założeniu stałej cyrkulacji Γ; do drugiej natomiast — prace stojące na ogólniejszym stanowisku zmiennej w czasie cyrkulacji Γ, której wartość w każdej chwili określa warunek Żukowskiego. Ale i w tej drugiej kategorii można jeszcze wyróżnić dwa podejścia do zagadnienia prowadzące wprawdzie do tych samych wyników, lecz różnymi metodami. Jedna metoda polega na bezpośrednim poszukiwaniu rozwiązań danego zagadnienia brzegowego (prace grupy B); według drugiej natomiast zaczynamy od analizy skutków działania pewnych określonych, wprost do ośrodka

[18]) Kassner und Fingado. Das ebene Problem der Flügelschwingung. Luftfahrtforschung. Bd. 13. (1936).

przyłożonych sił zewnętrznych, by dopiero potem, wtórnie niejako, dobrać odpowiedni kształt profilu, będącego w stanie przenieść te siły na ośrodek (grupa prac C i częściowo niektóre prace z grupy B). Przy pierwszym podejściu do zagadnienia otrzymuje się jego ścisłe [illegible] klasycznych metod hydrodynamiki. Z uwagi jednak na ogólnie znane trudności zagadnień brzegowych, przy nieco bardziej skomplikowanych warunkach brzegowych trzeba z konieczności uciekać się do drugiej metody, pomimo iż na tej drodze daje się otrzymać najczęściej tylko przybliżone rozwiązanie. Wzorem dla prac tej ostatniej grupy jest podstawowa teoria Prandtla „linii i powierzchni nośnej". Niniejszy artykuł, jak wynika z jego treści, zaliczyć należy do grupy B (bardzo proste warunki brzegowe!) — Zauważmy jeszcze, że wymieniona pod No 8 praca, oparta na teorii Witoszyńskiego „oderwania pojedynczego", zajmuje wśród innych stanowisko odrębne.

(1) S. A. Czapłygin. O wlijanii potoka wozducha na dwiżuszczejesia w niem cilindriczeskoje kryło. GAGI No 19 (1926) i Połnoje sobranie soczinienij. T. III. Moskwa.

(2) H. Glauert. The Accelerated Motion of a Cylindrical Body through a Fluid. R. & M. No 1215 (1929).

(3) H. Lamb. The Hydrodynamic Force on a Cylinder Moving in Two Dimensions. R. & M. No 1218 (1929).

(4) H. Wagner. Ueber die Entstehung des dynamischen Auftriebes von Tragflügeln. ZAMM. Bd. 5 (1925).

(5) H. Glauert. The Force and Moment on an Oscillating Aerofoil. R. & M. No 1242 (1929).

(6) Th. Theodorsen. General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter.[19]) NACA. No 496 (1935).

(7) J. M. Burgers. Problems of Non-Uniform Motion. DAT. Vol. II. Chapter VA. (1935).

(8) C. Witoszyński and M. J. Thompson. The Theory of Single Burbling. DAT. Vol. III. Div. f. (1935).

(9) G. Ellenberger. Bestimmung der Luftkräfte auf einem ebenen Tragflügel mit Querruder. ZAMM. Bd. 16. (1936).

(10) R. M. Morris. The Two-Dimensional Hydrodynamical Theory of Moving Aerofoils. Proced. Roy. Soc. London. Series A. Vol. 161 (1937) and Vol. 164. (1938).

(11) Th. v. Kármán and W. R. Sears. Airfoil Theory for Non-Uniform Motion. Journal of the Aeron. Sciences. Vo 5. (1938).

C.

(12) W. Birnbaum. Das ebene Problem des schlagenden Flügels. ZAMM. Bd. 4. (1924).

(13) H. G. Küssner. Schwingungen von Flugzeugflügeln. LUFO. Bd. 4. (1929).

(14) H. G. Küssner. Zusammenfassender Bericht über den instationären Auftrieb von Flügeln. LUFO. Bd. 13. (1936).

(15) K. Jaeckel. Ueber die Bestimmung der Zirkulationsverteilung für den zweidimensionalen Tragflügel bei beliebigen Bewegungen. LUFO. Bd. 16. (1939—Lfg. 3).

STOSOWANE SKRÓTY:

CAGI — Cjentralnyj aero-gidrodinamiczeskij institut. (Trudy). Moskwa.

R. & M. — Aeronautical Research Committee. Reports and Memoranda. London.

ZAMM. — Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik. Berlin.

NACA — National Advisory Committee for Aeronautics. Washington.

DAT. — W. F. Durand. Aerodynamic Theory. Berlin.

LUFO. — Luftfahrtforschung. Berlin.

---

19) Należy ostrzec czytelnika, że bardzo często w literaturze zagranicznej cytowana praca Theodorsena (6) zawiera szereg niepoprawnych rozważań, opartych na przekształceniach wyrażeń zawierających całki rozbieżne (typu $\int_0^\infty \sin \lambda x dx$), a więc pozbawionych sensu! (p. str. 7—9 cyt. pracy). Dla przykładu wystarczy przytoczyć z tej pracy wzory XVI i XVII. Autor wyprowadza je ze znanego wyrażenia całkowego na funkcję cylindryczną:

$$K_n(z) = \frac{1}{2} i \pi e^{\frac{i \pi n}{2}} \left[J_n(iz) + i Y_n(iz) \right] = \int_0^\infty e^{-z \operatorname{Cosh} t} \operatorname{Cosh} nt\, dt.$$

Otóż równość ostatnia obowiązuje jedynie w założeniu, że część rzeczywista parametru z jest dodatnia, czyli $|\arg z| < \frac{\pi}{2}$; (p. np. Watson, [illegible]). Tymczasem autor kładąc w tym wzorze $z = -i\lambda$, stosuje go w sposób jawnie niedopuszczalny. — Wypada zaznaczyć jednak, że ostateczne wzory pracy (6) błędami tymi nie są obarczone.

From the Theory of Airfoil Vibrations.

I. The Aerodynamic Forces in Oscillatory Motion of Airfoil.

Summary.

This is the first of two articles which have the purpose to analysis aircraft vibrations of the flutter type.

In the introduction, after giving a general characteristic of the various kinds of vibrations to which an aeroplane may be subdued, the author, taking as a base the investigations of W. S. Farren and H. L. Studer (ref.5), emphasizes the difference between vibrations involving a „separation" of the air flow from the wing surface, and vibrations in unstalled flow. A necessary condition for the existence of self-increasing vibrations without stalling (i. e. at normal angles of attack) is the possibility of coupling at least two kinds of pure vibrations. The most important amid these are the flexural-torsional vibrations of the wing. The effective solution of this flutter problem requires the knowledge of all forces acting upon an element of the vibrating wing. The greatest difficulties are encountered in determining the aerodynamic forces and moments. This difficulty cannot be surmounted by the (frequently employed) device of „mean steady flow" which leads to considerable errors. Therefore, for establishing a well grounded flutter theory, the most important is to take as the base a rational theory of non-stationary flows about airfoils.

The following part contains a simple development of the theory of this kind for the simplest two-dimensional case of a moving flat plate (at first given by Wagner and Glauert. The use of elliptical coordinates involves considerable simplifications and permits to avoid the introduction of analytic functions of a complex variable.

In the last part, taking the previous results as a basis, the author develops expressions: for the pressure distribution over the aerofoil, for the normal force component and for the moment with respect to the center of the wing profile (eq. 46 & 47 — see also ref. 14). The corresponding system of forces is shown on Fig. 2 and 3. These forces are functions of the linear and angular velocities of the aerofoil and their derivatives and depend generally on the „history of the motion" which is represented in the vorticity of the wake due to the previous phases of the movement. In the case of periodic oscillations, the component which represents the „history of the motion" may be determined effectively by means of Bessel functions. The amplitude and the phase of this component are functions of a parameter k, called the „reduced frequency" (i. e., the product of half-chord and vibration frequency divided by the flying speed). For small values of k this component may be neglected, but for values ($\frac{1}{2}<k<\frac{3}{2}$), at which flutter is likely to occur, its ommission may induce serious errors.

The next article will present applications of the outlined theory with a view of determining the critical velocity of flutter.

Siły aerodynamiczne, działające na klapy i lotki szczelinowe

Stanisław Sokołowski i Józef Wysocki
Instytut Aerodynamiczny w Warszawie

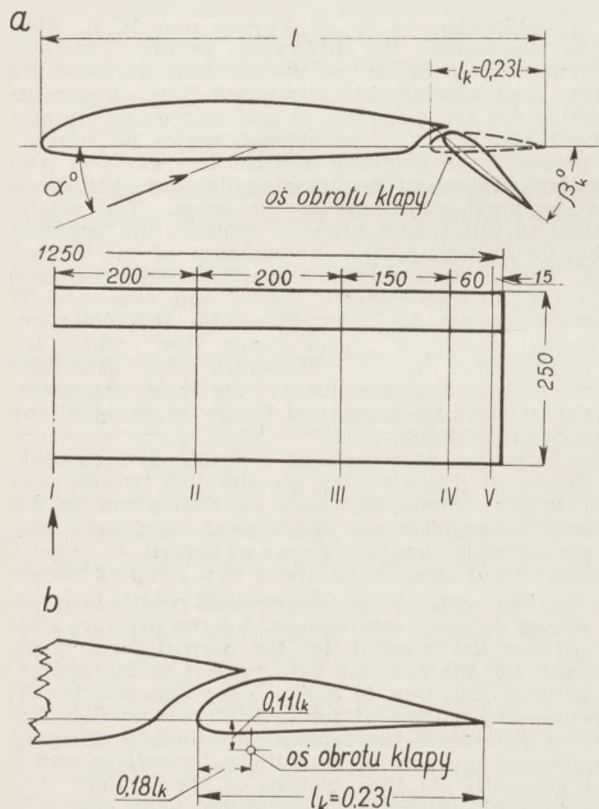
Wstęp.

Podobnie ,jak w artykule o siłach aerodynamicznych, działających na klapy krokodylowe (Technika Lotnicza Nr 3, 1938), omówione tu są wyniki badań tunelowych, dotyczących rozkładu ciśnień na klapach i lotkach szczelinowych.

Badania, których wyniki podajemy, zostały przeprowadzone w Instytucie Aerodynamicznym w Warszawie.

Klapa szczelinowa.

Najpierw omówimy wyniki pomiarów ciśnień na klapie prostokątnej, umieszczonej na płacie o profilu 192 IA, grubości 12%, szerokości $l = 0{,}25$ m i rozpiętości $L = 1{,}25$ m, o szerokości $l_k = 0{,}23$ l, rozpiętości równej rozpiętości płata L, przy różnych



Rys. 1. Położenie przekrojów na klapie szczelinowej, w których były mierzone ciśnienia.

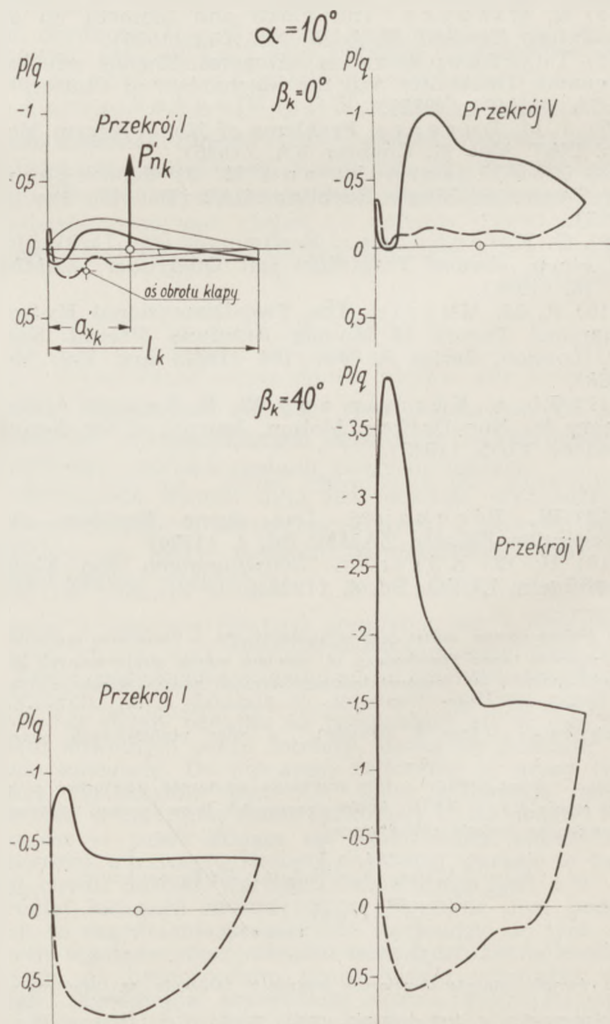
kątach natarcia płata α i dwóch kątach wychyleń $\beta_k = 0°$, 40°.

Na rys. 1 podany jest profil płata z klapą oraz zaznaczone są przekroje na klapie, w których były mierzone ciśnienia.

Siły aerodynamiczne działające na klapę.

Rozpatrzymy wpływ kąta natarcia płata α oraz kąta wychylenia klapy β_k na siły aerodynamiczne działające na klapę. Rys. 2 przedstawia wykresy rozkładu ciśnień na klapie, z których określamy siłę składową P'_{nk} normalną do cięciwy klapy, w przekrojach środkowym I i końcowym V dla: a) $\alpha = 10°$; $\beta_k = 0°$; b) $\alpha = 10°$; $\beta_k = 40°$. Z doświadczeń wynika, że charakter rozkładu ciśnień wzdłuż rozpiętości klapy pozostaje prawie taki sam, jak w przekroju środkowym (I) i zmienia się dopiero na końcu klapy, jak wskazują wykresy rozkładu ciśnień w przekroju (V).

W dalszych rozważaniach rozpatrywać będziemy tylko wielkości sił składowych P'_{nk} normalnych do cięciwy klapy, natomiast nie będziemy uwzględniać sił składowych stycznych P'_{tk}, równoległych do cięciwy klapy, gdyż wielkości ich są niewielkie. Praktycznie biorąc można uważać wielkości sił składo-



Rys. 2. Rozkład ciśnień na klapie szczelinowej ($l_k = 0{,}23\ l$) w przekrojach I i V.

Oznaczenia: linia ciągła — ciśnienia na wierzchu klapy, linia przerywana — ciśnienia na spodzie klapy.

wych normalnych P'_{nk} równe wielkościom wypadkowych sił aerodynamicznych, działających na klapę.

Spółczynniki C'_{nk} sił P'_{nk}, działających w poszczególnych przekrojach klapy określamy w następujący sposób:

$$C'_{nk} = \frac{100 \cdot P'_{nk}}{q \cdot l_k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

gdzie l_k — szerokość klapy,

$q = \frac{\rho \cdot u^2}{2}$ — ciśnienie prędkości strumienia powietrza.

Zmienność tych spółczynników wzdłuż rozpiętości klapy w zależności od jej kątów wychylenia β_k i kątów natarcia płata α jest pokazana na rys. 3.

Jak widać z tego wykresu spółczynniki C'_{nk} wzdłuż rozpiętości klapy pozostają stałe, dopiero na końcu klapy, poczynając od przekroju IV mamy znaczny ich wzrost. Ze wzrostem kąta wychylenia klapy β_k wartości spółczynnika C'_{nk} rosną. Wpływ kąta natarcia płata α jest niewielki i tym mniejszy, im większy jest kąt wychylenia klapy. Dla wychylenia $\beta_k = 40^0$ wartości C'_{nk} prawie są stałe przy różnych kątach natarcia.

Spółczynniki C_{nk} sił P_{nk} działających na całą klapę określamy w następujący sposób:

$$C_{nk} = \frac{100 \cdot P_{nk}}{q \cdot S_k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

gdzie P_{nk} oznacza siłę składową normalną do cięciwy klapy, działającą na całą klapę,

S_k — powierzchnia nośna klapy; dla klapy prostokątnej o szerokości l_k i rozpiętości $L : S_k = l_k \cdot L$.

W tabelce I podane są wartości spółczynników C_{nk} dla całej klapy i wartości C'_{nk} w jej środkowym (I) przekroju, przy różnych kątach natarcia płata i przy $\beta_k = 0^0, 40^0$.

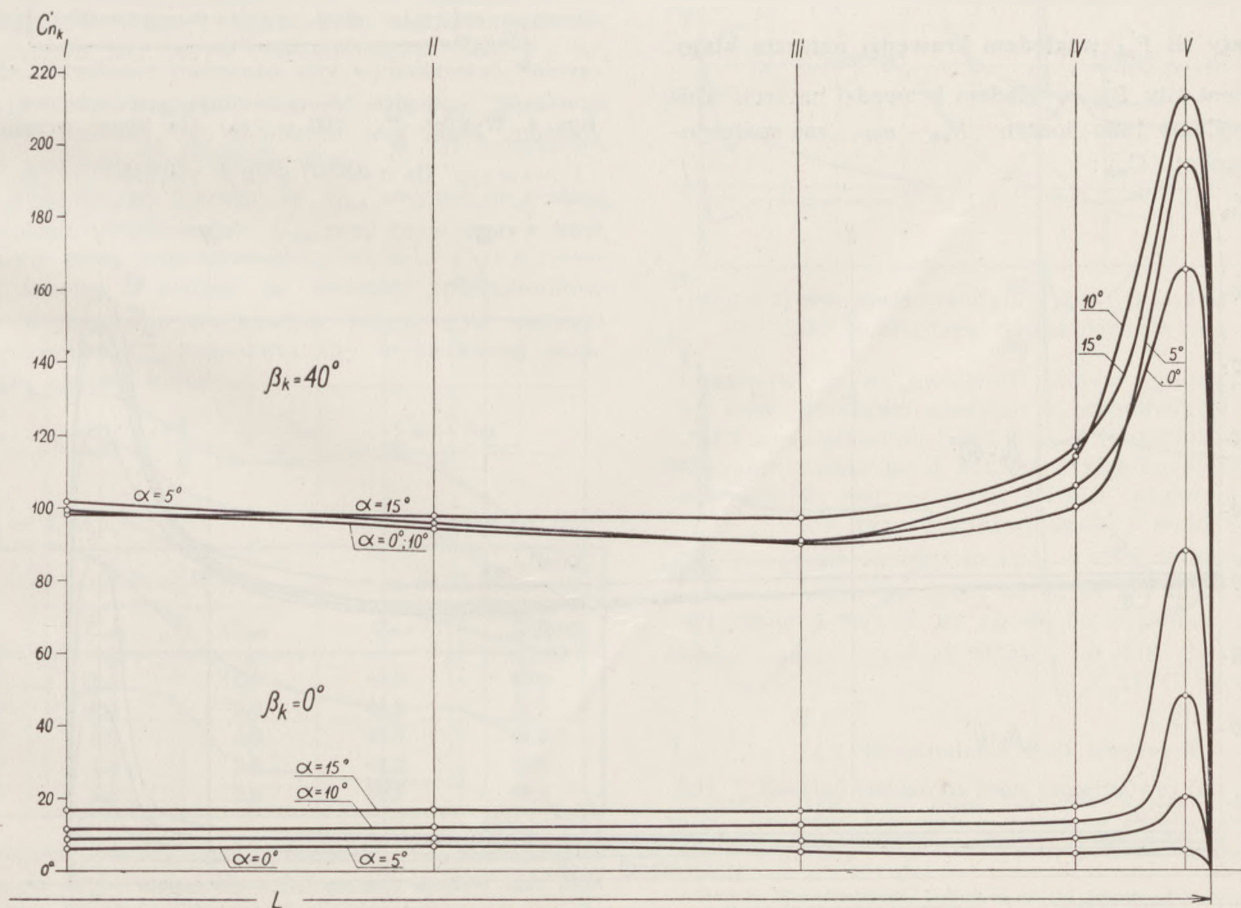
$l_k = 0{,}23\, l$. *Tabela I.*

α	$\beta_k = 0^0$		$\beta_k = 40^0$	
	C_{nk}	C'_{nk}	C_{nk}	C'_{nk}
20°	29,7	25,0	115,5	103,8
15°	20,7	16,5	106,5	98,6
10°	14,3	11,5	104,0	99,4
5°	9,4	8,6	103,0	102,1
0°	5,8	6,2	99,4	99,5

Jak widać z tej tabelki wartości C_{nk} dla całej klapy niewiele różnią się od wartości C'_{nk} dla przekroju środkowego I klapy przy kątach natarcia $\alpha = 0^0 \div 15^0$.

Dla $\beta_k = 0^0$ wartości spółczynnika C_{nk} rosną prawie proporcjonalnie ze wzrostem kąta natarcia, natomiast dla $\beta_k = 40^0$ wartości tych spółczynników, jak zaznaczyliśmy, są praktycznie biorąc stałe i jako wartość średnią dla kątów natarcia $\alpha = 0^0 \div 15^0$ można przyjąć:

$$C_{nk} = C'_{nk} = 105.$$



Rys. 3. Wykres zmiany spółczynnika C'_{nk} wzdłuż rozpiętości klapy szczelinowej ($l_k = 0{,}23\, l$) dla $\beta_k = 0^0, 40^0$, i $\alpha = 0^0, 5^0, 10^0, 15^0$.

Położenie linii działania sił P'_{nk}.

Procentową odległość linii działania sił P'_{nk} od krawędzi natarcia klapy, w poszczególnych jej przekrojach podajemy w % szerokości klapy jako $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100$ (rys. 2).

Na wykresie rys. 4 mamy pokazany przebieg wartości odległości $\frac{a_{xk}}{l_k} \cdot 100$ sił wypadkowych P_{nk}, działających na całą klapę (linia ciągła) oraz wartości $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100$ sił P'_{nk}, działających w poszczególnych przekrojach klapy w zależności od kątów natarcia płata przy $\beta_k = 0°, 40°$. Widzimy, że dla $\beta_k = 40°$ we wszystkich przekrojach klapy wartości $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100$ są prawie równe wartościom $\frac{a_{xk}}{l_k} \cdot 100$. Z dostatecznym przybliżeniem można przyjąć:

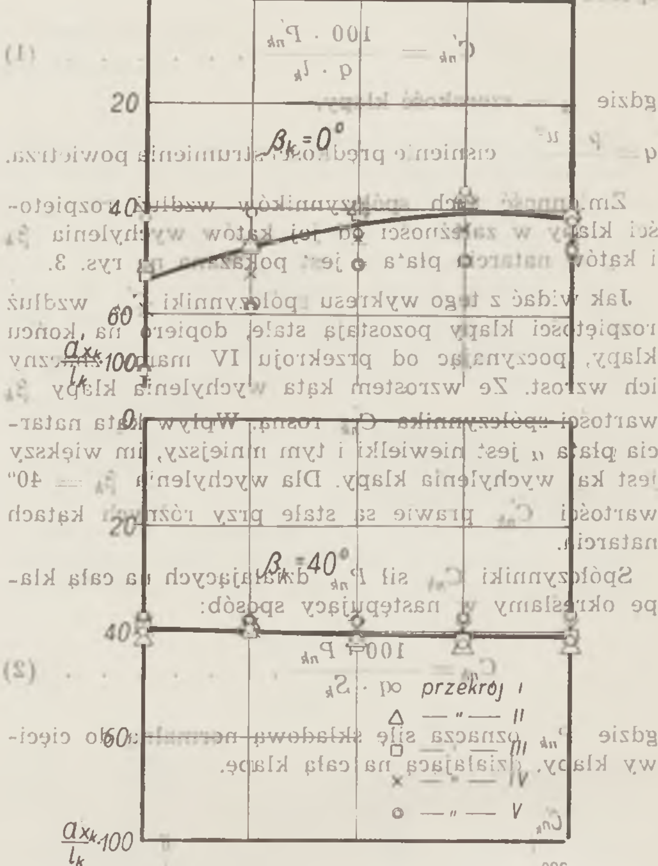
$$\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100 = \frac{a_{xk}}{l_k} \cdot 100 \cong 40.$$

Przy $\beta_k = 0°$ wartości $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100$ wahają się w granicy od 40 do 54 w zależności od kąta natarcia, w przekroju środkowym (I) $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100 = 40$, zaś w końcowym (V) $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100 = 50 \div 72$.

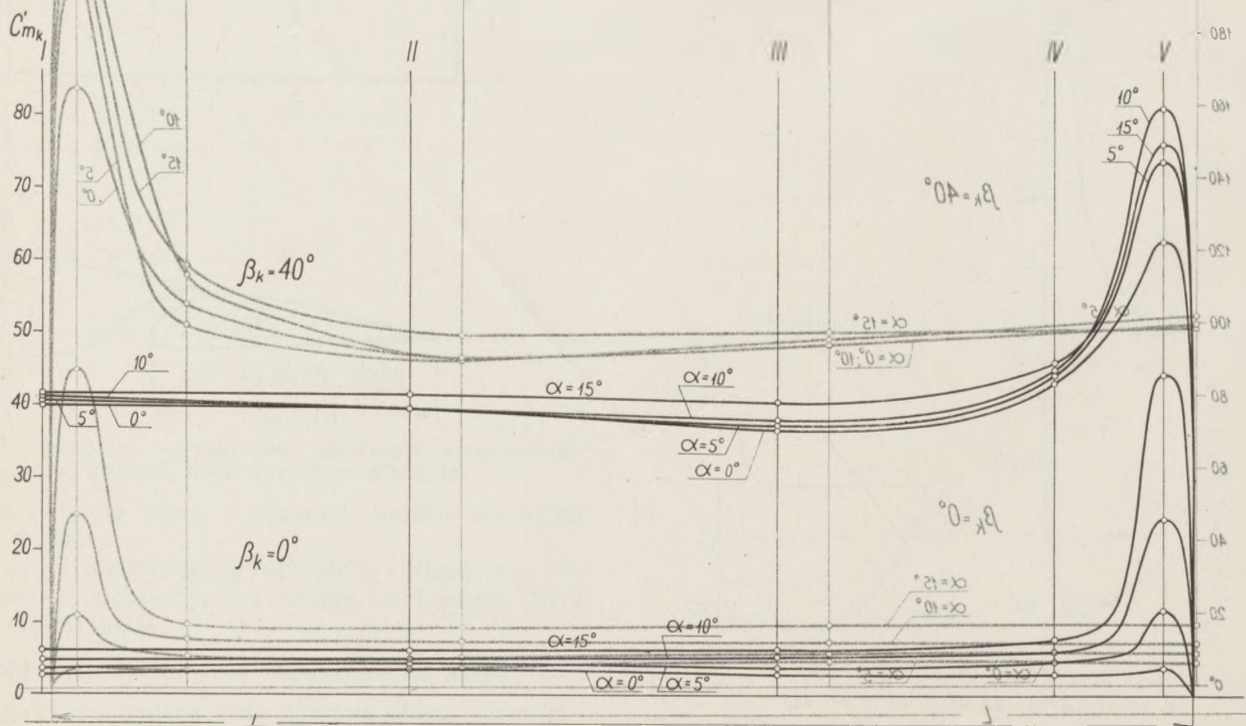
Momenty sił P'_{nk} względem krawędzi natarcia klapy.

Moment siły P'_{nk} względem krawędzi natarcia klapy określamy jako iloczyn $P'_{nk} \cdot a'_{xk}$, zaś spółczynnik momentu C'_{mk}:

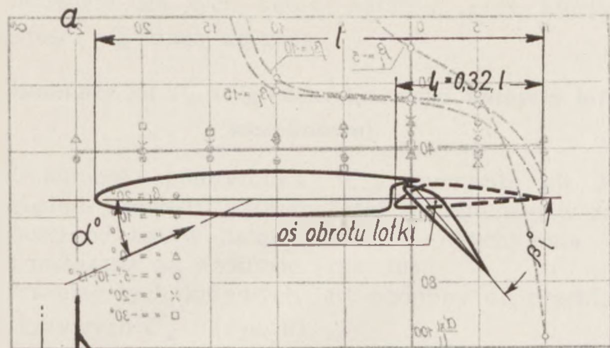
$$C'_{mk} = \frac{100 \cdot P'_{nk} \cdot a'_{xk}}{q \cdot l' \cdot l_k} = C'_{nk} \frac{a'_{xk}}{l_k} \qquad (3)$$



Rys. 4. Wykres $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100 = f(\alpha)$ dla klapy szczelinowej ($l_k = 0{,}23\, l$) przy $\beta_k = 0°, 40°$.



Rys. 5. Wykres zmiany spółczynnika C'_{mk} wzdłuż rozpiętości klapy szczelinowej ($l_k = 0{,}23\, l$) dla $\beta_k = 0°, 40°$ i $\alpha = 0°, 5°, 10°, 15°$.



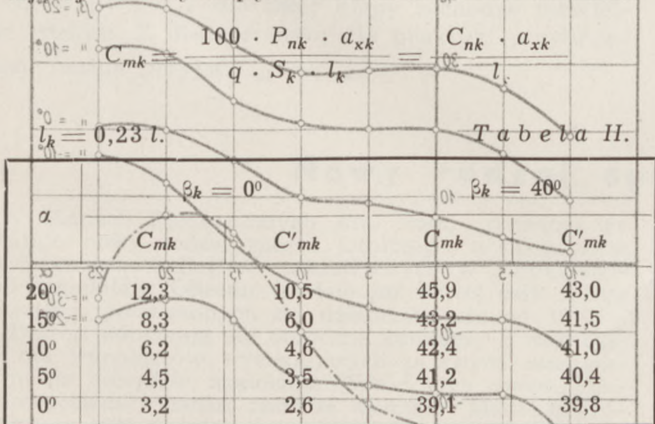
Rys. 6. Położenie przekroju na lotce szczelinowej na modelu płatowca, w którym były mierzone ciśnienia.

Dla określenia momentu siły wypadkowej należałoby jeszcze uwzględnić moment siły P'_{tk}, ponieważ jednak wartość tego momentu jest mała, możemy więc pominąć ją w obliczeniach.

Z wykresu rys. 5 widać, że C'_{mk} zmienia się wzdłuż rozpiętości podobnie jak C'_{nk}, przy czym wpływ kąta natarcia płata jest niewielki.

W tabelce II podane są wartości spółczynników C'_{mk} w przekroju środkowym klapy, oraz wartości spółczynnika C_{mk} momentu siły wypadkowej działającej na całą klapę:

$$C_{mk} = \frac{100 \cdot P_{nk} \cdot a_{xk}}{q \cdot S_k \cdot l_k} = \frac{C_{nk} \cdot a_{xk}}{l}.$$



$l_k = 0,23\,l$.

Tabela II.

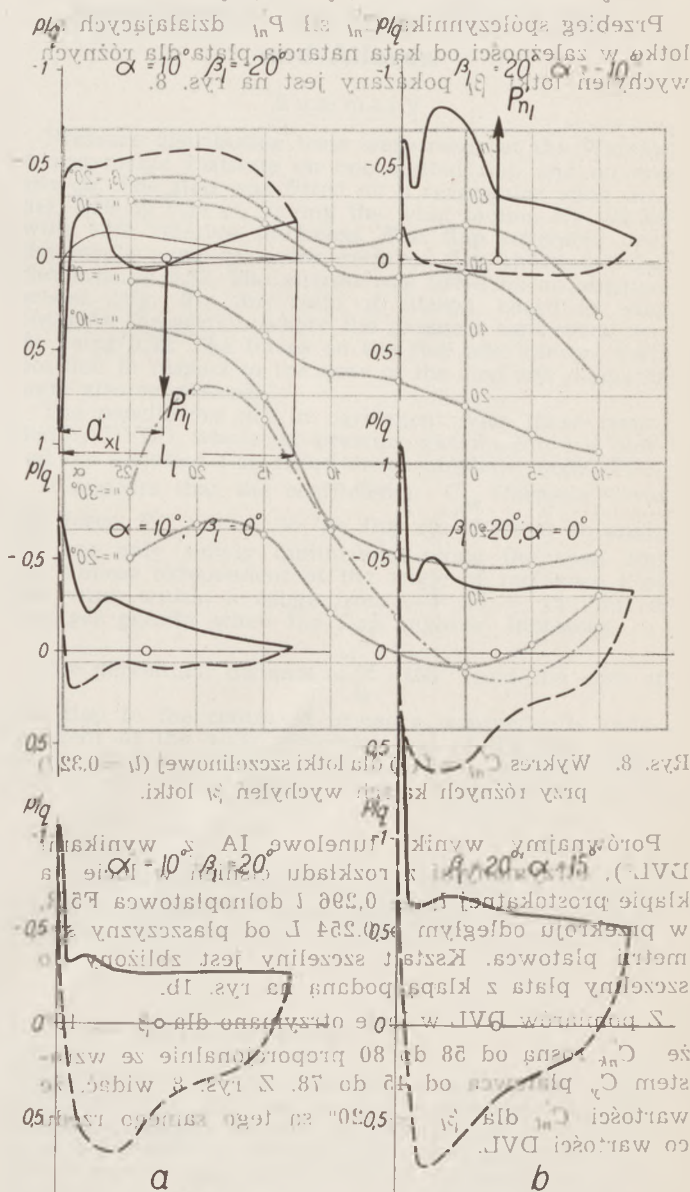
α	$\beta_k = 0°$ C_{mk}	$\beta_k = 0°$ C'_{mk}	$\beta_k = 40°$ C_{mk}	$\beta_k = 40°$ C'_{mk}
20°	12,3	10,5	45,9	43,0
15°	8,3	6,0	43,2	41,5
10°	6,2	4,6	42,4	41,0
5°	4,5	3,5	41,2	40,4
0°	3,2	2,6	39,1	39,8

Różnice między spółczynnikami C'_{mk} i C_{mk} dla $\beta_k = 0°$ są nieduże, dla $\beta_k = 40°$ są one tak niewielkie, że z dostatecznym dla praktyki przybliżeniem można przyjąć $C_{mk} = C'_{mk}$.

Przy obliczeniach wytrzymałościowych dla klapy szczelinowej o szerokości $l_k = 0,23\,l$, podobnie ukształtowanej jak na rys. 1b, można przyjąć dla wychylenia $\beta_k = 40°$ i dla kątów natarcia $\alpha = 0° \div 15°$ wartość średnią $C_{mk} = 42$. Nasuwa się pytanie czy rozpiętość klapy wpływa na spółczynniki C_{mk}. Z wyników badań tunelowych CAHI[1]) wynika, że spółczynniki C'_{mk} nie zależą od rozpiętości względnej (stosunku całkowitej rozpiętości klap do rozpiętości płata) przy danym kącie natarcia płata i wychylenia klapy.

Lotka szczelinowa.

Badania dotyczące rozkładu ciśnień na lotce szczelinowej były przeprowadzone na płacie modelu płatowca (rys. 6) w przekroju odległym o 0,344 L od



Rys. 7. Rozkład ciśnień na lotce szczelinowej ($l_l = 0,32\,l$).
Oznaczenia: linia ciągła — ciśnienia na wierzchu lotki,
linia przerywana — ciśnienia na spodzie lotki.

1) P.P. Krassilschikoff, Influence of the length of stats and flaps on the slotted wing wort. Trans. Centr. Aero. Hydrodyn. Inst. Nr 133, 1932.

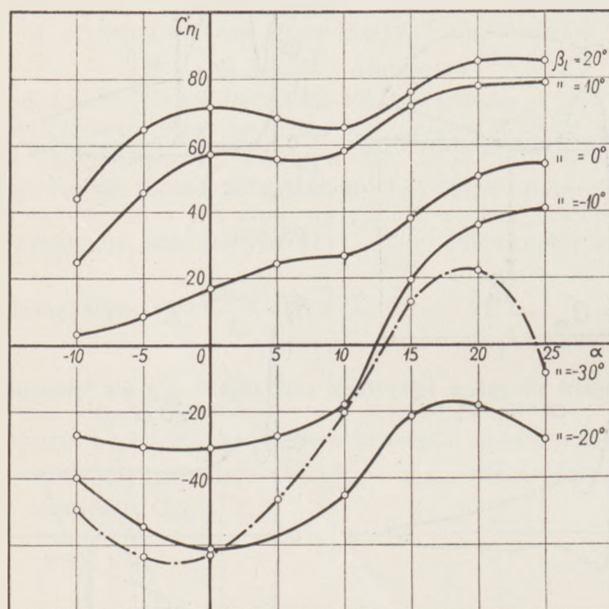
płaszczyzny symetrii modelu, przy różnych kątach natarcia płata α i wychyleniach lotki β_l. Szerokość lotki w tym przekroju wynosi $l_l = 0{,}32\ l$.

Siły P'_{nk} działające na lotkę szczelinową.

Rys. 7 przedstawia rozkład ciśnień na lotce szczelinowej dla: a) $\beta_l = -20^0, 0^0, 20^0$; $\alpha = 10^0$; b) $\beta_l = 20^0$; $\alpha = -10^0, 0^0, 15^0$. Pokazany jest tu wpływ kąta wychylenia lotki (rys. 7a) i wpływ kąta natarcia płata (rys. 7b) na rozkład ciśnień.

Porównując ten rozkład ciśnień dla $\alpha = 10^0$, $\beta_l = 0^0$ z rozkładem na klapie szczelinowej w przekroju środkowym (I), pokazanym na rys. 2, widzimy że charakter rozkładu ciśnień na przedniej części lotki i klapy jest różny; pochodzi to stąd, że kształty szczelin są różne (rys. 1b, rys. 6b).

Przebieg spółczynnika C'_{nl} sił P'_{nl} działających na lotkę w zależności od kąta natarcia płata dla różnych wychyleń lotki β_l pokazany jest na rys. 8.



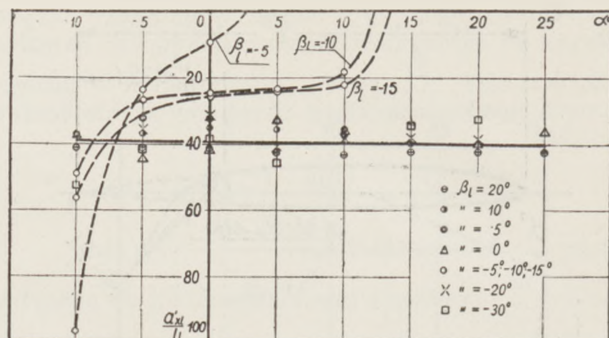
Rys. 8. Wykres $C'_{nl} = f(\alpha)$ dla lotki szczelinowej ($l_l = 0{,}32\ l$) przy różnych kątach wychyleń β_l lotki.

Porównajmy wyniki tunelowe IA z wynikami DVL[2]), otrzymanymi z rozkładu ciśnień w locie na klapie prostokątnej $l_k = 0{,}296\ l$ dolnopłatowca F5 R, w przekroju odległym o $0{,}254\ L$ od płaszczyzny symetrii płatowca. Kształt szczeliny jest zbliżony do szczeliny płata z klapą podaną na rys. 1b.

Z pomiarów DVL w locie otrzymano dla $\beta_k = 19^0$, że C'_{nk} rosną od 58 do 80 proporcjonalnie ze wzrostem C_y płatowca od 45 do 78. Z rys. 8 widać, że wartości C'_{nl} dla $\beta_l = 20^0$ są tego samego rzędu co wartości DVL.

Położenie linii działania sił P'_{nl}.

Wpływ kąta wychylenia lotki β_l i kąta natarcia płata na procentową odległość $\frac{a'_{xl}}{l_l} \cdot 100$ linii działania sił P'_{nl} od krawędzi natarcia lotki jest pokazany na rys. 9.



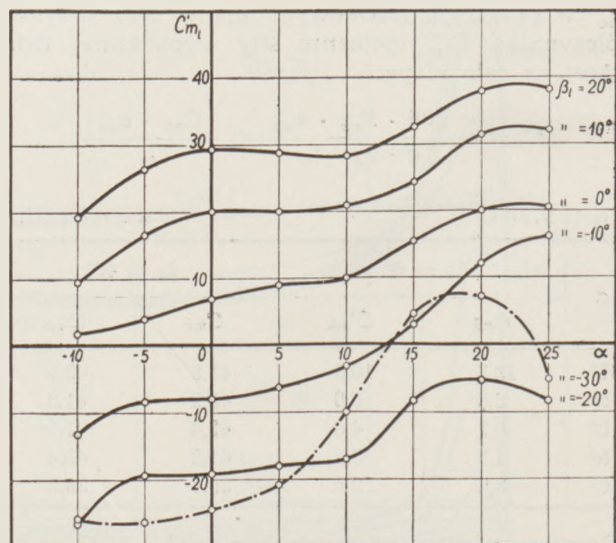
Rys. 9. Wykres $\frac{a'_{xl}}{l_l} \cdot 100 = f(\alpha)$ dla lotki szczelinowej ($l_l = 0{,}32\ l$) przy różnych kątach wychyleń β_l lotki.

Jak widać, dla wychyleń lotki: $\beta_l = 0^0 \div 20^0$ i $\beta_l = -20^0 \div -30^0$ wartości $\frac{a'_{xl}}{l_l} \cdot 100$ są zawarte w granicy od $35 \div 45$ dla różnych kątów natarcia.

Uwzględniając wyniki dla klapy szczelinowej $l_k = 0{,}23\ l$ wychylonej o kąt $\beta_k = 40^0$, możemy przyjąć z dostatecznym w praktyce przybliżeniem jako wartość średnią $\frac{a'_{xk}}{l_k}\ 100 = 40$, słuszną dla klap i lotek szczelinowych w zakresie kątów wychyleń $\beta_k = 0^0 \div 40^0$ i kątów natarcia $\alpha = -10^0 \div 25^0$.

Wartość $\frac{a'_{xk}}{l_k}\ 100 = 40$ ustalona dla klapy jest równa wartościom otrzymanym z badań DVL w locie, o których wspomnieliśmy wyżej. Dla wychylenia $\beta_k = 19^0$ wartości $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100$ wynoszą $39{,}5 - 41$, dla wychylenia zaś $\beta_k = 32^0$ wynoszą $35 \div 38$.

Powracając do rys. 9 należy zwrócić uwagę, że przy $\beta_l = -5^0, -10^0$ i -15^0 dla pewnych kątów natarcia $\frac{a'_{xl}}{l_l} \cdot 100$ osiągają wartości bardzo wielkie,



Rys. 10. Wykres spółczynnika momentu $C'_{ml} = f(\alpha)$ sił P'_{nl} działających na lotkę szczelinową ($l_l = 0{,}32\ l$) dla różnych wychyleń β_l lotki.

---

[2]) G. Kiel, Druckverteilungsmessungen im Fluge an einem Flügelschnitt mit Landelklappe. Luftfahrtforschung Bd. 14, Lfg. 2. 1937.

mianowicie dla tych kątów natarcia, przy których wartości C'_{nl} dążą do zera.

Momenty sił P'_{nl} względem krawędzi natarcia lotki szczelinowej.

Zmienność spółczynnika C'_{ml} momentu sił P'_{nl} względem krawędzi natarcia lotki szczelinowej w zależności od kątów natarcia i kątów wychylenia β_l jest pokazana na wykresie (rys. 10).

Przebieg tych krzywych jest podobny do przebiegu krzywych C'_{nl} (rys. 8).

Widać, że dla kątów natarcia w przedziale od —5° do 15° wartości C'_{ml} dla danego kąta β_l mało się różnią, w przedziale zaś kątów natarcia od 0° do 10° prawie są stałe. Zatem w pierwszym przybliżeniu dla lotki o szerokości $l_l = 0{,}32\ l$ można przyjąć następujące wartości C'_{ml} dla kątów natarcia od —5° do 15° w zależności od kątów wychyleń β_l od +20° do —20°:

$l_l = 0{,}32\ l.$ *Tabela III.*

β_l	C_{ml}
20°	20
10°	22
0°	8
—10°	— 6
– 20°	19

Wnioski.

Wnioski, które tu podajemy, wynikające z doświadczeń tunelowych przeprowadzonych w Instytucie Aerodynamicznym w Warszawie, są zgodne z wnioskami wyprowadzonymi na podstawie wyników pomiarów w locie wykonanych przez DVL oraz doświadczeń tunelowych CAHI.

1) Znaczny wpływ na spółczynniki C'_{nk} sił działających na klapę i lotkę szczelinową ma kąt wychylenia β_k, mniejszy zaś kąt natarcia płata α. Na charakter rozkładu ciśnień prócz kątów β_k i α ma również wpływ kształt szczeliny.

Między spółczynnikami C'_{nk} w przekroju środkowym klapy i C_{nk} dla całej klapy zachodzą niewielkie różnice. Z dostatecznym dla praktyki przybliżeniem można przyjąć $C_{nk} = C'_{nk}$.

2) Odległość procentową $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100$ linii działania sił P'_{nk} działających na klapę szczelinową można uważać za stałą w zakresie kątów natarcia płata $\alpha = -10^0 \div 25^0$ i kątów wychylenia klapy $\beta_k = 0^0 \div 40^0$ oraz niezależną od szerokości klapy.

Jako wartość średnią można przyjąć: $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100 = 40.$

3) Spółczynniki C'_{mk} momentu sił P'_{nk} zależą od kąta wychylenia klapy β_k. Wpływ kąta natarcia płata α jest nieznaczny w zakresie od —5° do 15°.

4) Spółczynniki C_{mk} nie zależą od rozpiętości względnej klap.

Aerodynamic Forces on Slotted Flap and Aileron

Summary

Pressure distribution tests were made at the Warsaw Aerodynamic Institute on one slotted flap and on one aileron. The flap was fitted on a recangular wing model, 1,25 by 0,25 m, having the wing section Nr 192 IA with 12% relative thickness. The flap extended over the whole wing span, the ratio of flap chord to wing chord being 0,23. The aileron was fitted on an airplane model (fig. 6), the ratio of aileron chord to wing chord in the section where the pressure tests were made being 0,32. The forces on the flap and aileron, their position in respect to the nose of the flap and moments were also considered.

The conclusions are in agreement with those recorded by DVL[2]), where the pressure distribution was plotted for a slotted flap fitted on an airplane model F5 R.

It appears that the coefficients C'_{nk} (formula 1) of the force P'_{nk} normal to the flap chord set at an angle β_k are only slowly diminishing along the span and are almost independent of the angle of incidence α of the wing within a range from —5° to + 15°, but it changes greatly when the flap angle β_k increases.

The percentual distance $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100$ from the nose of the flap to the centre of pressure is practically independent of the wing incidence and of the flap angle, an the flap chord. For wing incidences between —10° and + 25° and for flap angle from 0° to 40° the mean value $\frac{a'_{xk}}{l_k} \cdot 100 = 40.$

The coefficient of moment C'_{mk} (formula 3) depends on the flap angles β_k, but is independent of the angle of incidence α of the wing within range from —5° to + 15°.

Nowy rodzaj sportu w lotnictwie

W Stanach Zjednoczonych Am. Półn. rozwinął się ostatnio nowy rodzaj sportu lotniczego, a mianowicie sterowanie na odległość zaopatrzonych w silniki modeli samolotów. Obecnie istnieje już nawet cały szereg czasopism poświęconych tej dziedzinie, zaś od 1937 r. w Detroit odbywają się doroczne konkursy z nagrodami dla wynalazców występujących ze swymi sterowanymi na odległość modelami. Wśród tych modeli niektóre posiadały bardzo znaczne wymiary. Model nagrodzony w 1938 r. miał rozpiętość 3,65 m przy długości 2,3 m i ważył 6 kg łącznie z ½ konnym silniczkiem spalinowym. Większość modeli pracowała z zadziwiającą precyzją. Już w 1937 r. model Chestera Lamo mógł być sterowany przez amatorską stację nadawczą na odległość setek mil.

Wiadomość powyższa charakteryzuje poważny dorobek techniczny, jaki ma za sobą modelarstwo lotnicze. Ważnym krokiem naprzód, dokonanym przed kilku laty w tej dziedzinie techniki, było zbudowanie lekkiego silnika spalinowego, nadającego się do zabudowania na modelach, a o dalszym, rewelacyjnym dla laika postępie dowiadujemy się z podanej informacji, zaczerpniętej z zeszytu 3/1939 czasopisma FTM. Obrazuje ona również postęp, dokonany od czasów, gdy jako rewelację traktowano sterowanie na odległość normalnych samolotów, do chwili obecnej, gdy konstruktorzy potrafili rozwiązać trudności, wiążące się z pomieszczeniem złożonego urządzenia odbiorczego i sterowniczego w ograniczonej przestrzeni wewnątrz modelu.

Dr inż. J. Pawlikowski.

O łączności elementarnych metod obliczeń wytrzymałościowych ze ścisłymi metodami matematycznej teorii sprężystości*)

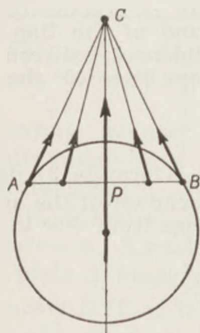
Dr inż. Witold Billewicz

Te dwie metody, wspomniane w tytule, elementarna i ścisła, chociaż operują różnymi środkami, dążą zawsze do wspólnego celu — znalezienia prawa rozkładu naprężeń i odkształceń w bryle, podległej obciążeniom zewnętrznym. Jest to nić łącząca te metody, przy czym rolę przewodnią winna odegrać zawsze metoda ścisła, autorytet której zawsze musi być uszanowany przed metodą przybliżoną.

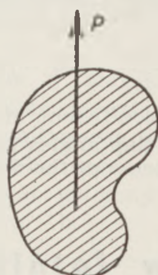
Fakt istniejący w praktyce, że często wolimy zastosować metodę elementarną, nie jest wcale zaprzeczeniem tego stanu rzeczy, gdyż chodzi nam zwykle o znalezienie rozwiązania dostatecznie dokładnego w sposób możliwie łatwy w użyciu, tym bardziej, że nie zawsze potrafimy znaleźć rozwiązanie ścisłe.

Omówimy tu na tle powyższym kwestię obliczania belek zginanych, przy obciążeniu siłą poprzeczną na wolnym końcu.

Zaczynając od przekrojów symetrycznych, gdy siła obciążająca działa wzdłuż osi symetrii, odrazu napotykamy znaczne trudności w znalezieniu prawa rozkładu naprężeń stycznych w przekroju. Poprzestajemy zwykle w praktyce inżynierskiej na rozwiązaniach przybliżonych, możliwych do zastosowania dla niektórych nielicznych zresztą przekrojów. Znamy więc wzory dla przekroju kołowego, dla składowych naprężeń stycznych, przy założeniu równości rzutów naprężeń τ na kierunek siły obciążającej (rys. 1); wzory te nie mogą być jednak stosowane dla dowolnych przekrojów (rys. 2). Znaczne ułatwienie obliczeń otrzymujemy dla przekrojów cienkościennych (rys. 3), gdzie można przyjąć dodatkowe założenia upraszczające. Oczywistą jest rzeczą, że badać możemy naprężenia w dowolnych przekrojach pochyłych względem osi belki, przy założeniu dowolnego układu współrzędnych; znajdujemy w ten sposób tzw. naprężenia główne, lecz wszystko to oparte na założeniach odpowiada niektórym tylko przekrojom belki obciążonej.



Rys. 1.



Rys. 2.

Już dawno zauważono, że belka obciążona siłą dowolnie położoną w przekroju poprzecznym, wywołuje skręcenie przekroju i tylko dla niektórych położeń tej siły otrzymujemy brak tego skręcenia, lecz i w tym wypadku nie możemy w sposób tzw. elementarny znaleźć rozkładu naprężeń dla przekrojów belki o dowolnym kształcie (rys. 2), gdyż założenia poprzednie nie dają się tu stosować, a więc i szukanie tych jakichś położeń dla ogólnych wypadków nie prowadzi do celu. Należy więc stosować metody ogólne matematycznej teorii sprężystości, tak mało znanej niestety w naszych kołach inżynierskich, która jednak z postępem wiedzy i rozwojem techniki w coraz szerszym zakresie powinna wchodzić w ogólne użycie.

Ogólne metody rozwiązania zagadnień sprowadzają się tu do znalezienia odkształceń i określenia stanu napięcia w dowolnym punkcie badanej bryły, na podstawie praw równowagi, przy zadanych stałych sprężystości materiału, dla dowolnych obciążeń zewnętrznych. Stajemy w ten sposób przed zagadnieniem rozwiązania układu równań różniczkowych matematycznej teorii sprężystości (przy spełnieniu warunków granicznych), podanym przez de Saint-Venant'a w pracach z lat 1855 — 1856, prowadzącym do bardzo uciążliwych przeróbek matematycznych, a często nawet nie znajdującym rozwiązania dla ogólnego wypadku.

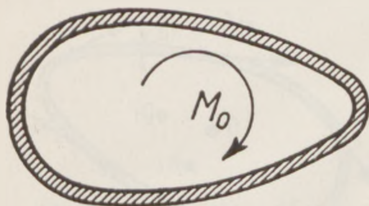
Dla pokonania tych trudności stosujemy często metodę odwrotną, korzystania z poszczególnych rozwiązań układu równań teorii sprężystości i określenia dla jakich przekrojów rozwiązania te są spełnione, po czym znajdujemy odpowiadające im prawa rozkładu odkształceń i naprężeń; widocznym jest, iż metoda ta nie jest ogólna, gdyż daje rozwiązania tylko dla niektórych przekrojów.

Korzystną bardzo w swych skutkach jest metoda pośrednia de Saint-Venant'a, tego zasłużonego badacza teorii sprężystości, którego cenne prace stanowią bogaty dorobek na tym polu nauki. Jest to metoda przybliżona, lecz dająca wyniki bardzo bliskie rzeczywistości. Przyjmujemy tu z góry pewne prawo rozkładu dla części naprężeń lub odkształceń przekroju, pozostałe zaś znajdujemy z ogólnych równań równowagi, przy spełnieniu warunków granicznych; metoda ta daje korzystne wyniki dla wielu przekrojów, najczęściej spotykanych w praktyce. Pamiętać musimy, iż dla belek o skończonej długości należy

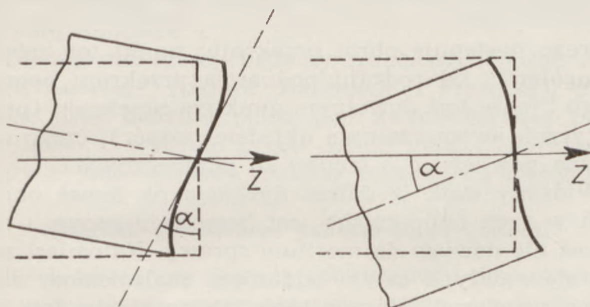
*) W związku z pewnym odczytem w Lwowskim Towarzystwie Politechnicznym oraz artykułem nawiązującym do tego odczytu w Lwowskim Czasopiśmie Technicznym, w umysłach niektórych konstruktorów i obliczeniowców lotniczych pojawić się mogły wątpliwości co do wartości stosowanych przez nich w codziennej pracy metod obliczeń.

Spodziewamy się, że niniejszy artykuł ostatecznie wyjaśni zagadnienie (przyp. Redakcji).

uwzględnić rodzaj podparcia lub zamocowania przekroju, gdyż w obliczeniach elementarnych chociaż mówi się o zamocowanym przekroju, lecz stosuje się w rzeczywistości zamocowanie jednej tylko tworzącej (lub jakiejś linii w jednym punkcie), podczas gdy cały przekrój ulegać powinien odkształceniom podług praw ogólnych. Np. zupełnie inna będzie linia ugięcia belki obciążonej siłą na końcu, gdy zamocujemy oś belki w drugim przekroju końcowym (styczna pozostaje pozioma), niż linia ugięcia tej samej belki, gdy zamocujemy linię pionową w środku końcowego przekroju (styczna pozostaje pionowa, rys. 4), chociaż postać belki odkształconej pozostaje zawsze ta sama. W praktyce stosujemy tu zasadę de



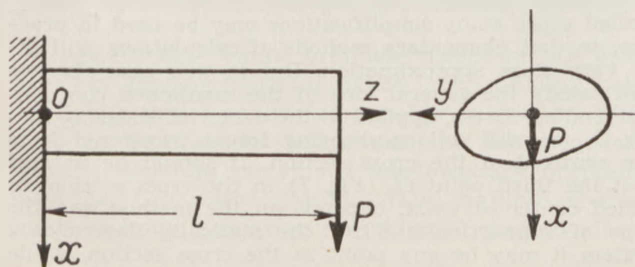
Rys. 3.



Rys. 4.

Saint-Venant'a mówiącą, iż rozkład naprężeń w przekroju dostatecznie odległym od przekroju obciążonego, nie ulegnie zmianie, gdy obciążenie zadane zmienimy na inne, statycznie mu równoważne, czyli dające te same składowe sił i momentów w obranym układzie współrzędnych.

Widzimy więc, że koniecznym jest stosowanie metod matematycznej teorii sprężystości dla przekrojów dowolnych w ogóle i dla każdego wypadku w szczególności przy badaniu tzw. koncentracji naprężeń w pobliżu przekroju obciążonego. Rozpatrzymy tu wyniki rozwiązania w matematycznej teorii sprężystości problemu belki zginanej (o dowolnym przekroju), obciążonej siłą poprzeczną na końcu swobodnym (podczas gdy drugi koniec jest zamocowany). Biorąc belkę jak na rys. 5, przyjmujemy początek układu w środku przekroju na lewym końcu belki, prowadzimy osie x, y jako główne osie przekroju, oś z zaś kierujemy wzdłuż osi belki. Jako obciążenie belki na prawym końcu bierzemy siłę P, przechodzącą przez środek przekroju, skierowaną wzdłuż osi x. Dla dowolnego przekroju, w pewnej odległości od



Rys. 5.

obciążonego, otrzymamy ustalony rozkład naprężeń (zasada de Saint-Venant'a), który wyrazimy za pomocą następujących wzorów:

$$\tau_x = G \cdot c\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} - y\right) - \frac{P}{2(1+\mu) I_y}\left\{\frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{1}{2}\mu x^2 + \right.$$
$$\left. + \left(1 - \frac{1}{2}\mu\right) y^2\right\}$$

$$\tau_y = G \cdot c\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y} + x\right) - \frac{P}{2(1+\mu) I_y}\left\{\frac{\partial\psi}{\partial y} + (2+\mu) xy\right\}$$

gdzie G jest współczynnikiem sprężystości postaciowej, μ — współczynnikiem Poisson'a; c zaś — stałą całkowania.

Poza tym wchodzą tu do wzorów pewne funkcje naprężeń: 1) funkcja ψ, 2) funkcja φ. Funkcje te spełniać muszą odpowiednie równania różniczkowe, wynikające z zasadniczego rozpatrzenia zależności odkształceń i naprężeń. Równania te są następujące:

1) dla funkcji ψ, $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = 0$

— równanie spełnione dla wszystkich punktów wewnątrz obwodu przekroju i

$$\frac{\partial\psi}{\partial n} = -\left\{\frac{1}{2}\mu x^2 + \left(1 - \frac{1}{2}\mu\right) y^2\right\}\cos(x,n) +$$
$$-(2+\mu) xy \cos(y,n)$$

— równanie dla wszystkich punktów, należących do obwodu przekroju, gdzie n jest kierunkiem normalnej w punkcie bieżącym na obwodzie;

2) dla funkcji φ, będącej funkcją naprężeń w teorii skręcania:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} = 0$$

— dla wszystkich punktów wewnątrz obwodu i

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n} = y\cos(x,n) - x\cos(y,n)$$

— dla punktów na obwodzie przekroju.

Wzory te są dobrze znane w matematycznej teorii sprężystości (patrz: A.E.H. Love — Mathematical Theory of Elasticity, str. 311, 331, 332) i podaję je tu tylko dlatego, żeby uważnie przyjrzeć się wzorom dla τ_x i τ_y. We wzorach tych mamy wyrazy, zawierające stałą c lub siłę P. Wyrazy zawierające c stanowią części naprężeń stycznych, równoważne statycznie parze sił o momencie:

$$M_1 = Gc\iint\left(x^2 + y^2 + x\frac{\partial\varphi}{\partial y} - y\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right) dx \cdot dy$$

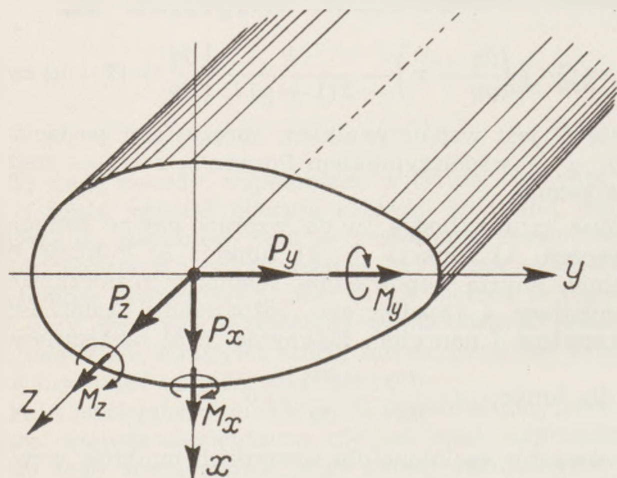
Para ta stanowi więc poprostu moment skręcający, którego wektor pokrywa się z osią z. Wyrazy we wzorach dla τ_x i τ_y zawierające P, dać muszą oczywiście wypadkową siłę P w przekroju, która nie przechodzi na ogół przez środek przekroju, gdyż moment względem środka, wzięty dla tych składowych naprężeń wynosi:

$$M_2 = \frac{P}{2(1+\mu) I_y}\iint\left\{y\frac{\partial\psi}{\partial x} - x\frac{\partial\psi}{\partial y} + \right.$$
$$\left. + \left(1 - \frac{1}{2}\mu\right) y^3 - \left(2 + \frac{1}{2}\mu\right) x^2 y\right\} \cdot dx \cdot dy$$

Wobec warunków obciążeń zewnętrznych, gdzie dana siła P przechodzi przez środek przekroju, jasną jest rzeczą, iż suma obu momentów równa się zeru.

$$M_1 + M_2 = 0$$

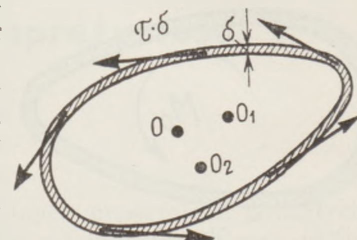
Z warunku tego określamy właśnie wartość nieznanej dotychczas stałej całkowania c.



Rys. 6.

Takie są wyniki analizy matematycznej, stosowanie której pozwoliło nam rozwiązać dużo zawiłych zagadnień, gdzie rozwiązanie elementarne nie dawało nawet najmniejszego pojęcia o istocie rzeczy. Zwracamy tu uwagę, że znaleziony ogólnie rozkład naprężeń wskazuje, iż wobec siły wypadkowej przechodzącej przez środek przekroju, mamy tu skręcanie przekroju momentem M_1, co się wyraźnie zgadza z wynikiem doświadczeń i przejawia się w postaci skręcania pręta obciążonego. W rozpatrywanym więc zagadnieniu z g i n a n i a b e l k i p r z y o b c i ą ż e n i u s i ł ą p o p r z e c z n ą (The bending of a beam by terminal transverse load) przyjęliśmy jako siłę P, pewną siłę w przekroju prostopadłym do osi, przechodzącą przez środek przekroju; siłę tę nazywać będziemy s i ł ą p o p r z e c z n ą p r z e k r o j u, co uszanować należy we wszystkich obliczeniach mniej lub więcej dokładnych. O g ó l n i e zaś biorąc, wszystkie obciążenia w przekroju sprowadzać należy do środka przekroju, zgodnie z metodami matematycznej teorii sprężystości, chociażby dla możności korzystania ze wzorów ogólnych tej teorii, otrzymując w ten sposób układ obciążeń jak na rys. 6.

Zobaczymy teraz jak się ta sprawa przedstawia w obliczeniach konstrukcji lotniczych, gdzie przeważnie mamy do czynienia z przekrojami rurowymi o cienkiej ściance. Robimy tu odrazu szereg założeń upraszczających, dających zresztą zupełnie zadawalające przybliżenie. Zakładamy więc (rys. 7) rozkład naprężeń w ściance jako równomierny (w kierunku grubości ścianki δ, przyjmując naprężenia ścinające jako pokrywające się z kierunkiem stycznej do obwodu w punkcie danym; dla przekrojów zaś przy obciążeniu momentem skręcającym i założeniu długiego skrzydła, a więc przy małym wpływie przekroju zamocowanego zakładamy $\tau \cdot \delta = \text{const}$. Założenia te pozwalają odrazu na stosowanie metod elementarnych do obliczeń, bez stosowania zawiłych równań matematycznej teorii sprężystości. Dla wypadku zaś gdy siła obciążająca P, leżąca w przekroju pręta, przechodzi przez pewien punkt specjalny przekroju O_1, nie wywołując skręcenia przekroju, mówimy o zginaniu pręta (bez skręcania), i nazywamy ten punkt środkiem sił poprzecznych. Możemy wówczas łatwo znaleźć naprężenia styczne τ w przekroju, stosując metody elementarne. Nie należy jednak zapominać, że jest to szczęśliwy wypadek tylko, gdy możemy się obejść bez równań i wzorów matematycznej teorii sprężystości, lecz zawsze musimy uzgadniać wyniki z tą metodą dokładną i wobec tego stosować będziemy terminy tam używane, nazywając naszą siłę P jako siłę równą co do wartości sile poprzecznej i przeniesioną do środka sił poprzecznych (zależnego od kształtu przekroju).



Rys. 7.

Dodamy tu jeszcze, że interesuje nas często również punkt O_2 tzw. środek skręcenia przekroju, dokoła którego następuje obrót przekroju; punkt ten zależy w ogólności od rodzaju podparcia przekroju oporowego i może być dowolnym punktem przekroju (przy statycznie wyznaczalnym układzie podpór), czego nie można powiedzieć o środku sił poprzecznych

Widzimy stąd, iż dalsza dyskusja na temat określeń w tych obliczeniach jest bezprzedmiotowa i nie wnosi nic nowego do meritum sprawy. Natomiast zająć się należy z całym oddaniem znalezieniem dalszych rozwiązań, których brak tak dotkliwie daje się odczuwać w naszej praktyce konstruktorskiej.

The Conjunction Between Elementary Methods of Stress Calculation and the Exact Method of Mathematical Theory of Elasticity

Summary

The both mentioned methods have always one common idea in finding the stress distribution and corresponding delections in a body under given external loading.

However in practice we prefer to use very often elementary methods due to simplicity of calculations, but always the exact and general method must be as a leading point in this conduct of researches.

In the present article is given the comparison of application of both methods to the problem of bending of a beam by terminal transverse load. There are given general formulas of the mathematical theory of elasticity with de Saint-Venant's principle, explaining very elearly the torsional effect of the transverse load applied to the centroid of the cross section. To follow this method is necessary to transfer to the centroid all forces applied in the cross section, so that the full loading will be expressed as is shown on the Fig. 6.

For some type of cross sections, especially for thin walled pipes many simplifications may be used in practice, so that elementary mehods of calculations will give very close approximation. But in this case also we will satisfy the general idea of the mentioned conjunction and all forces, applied to the center of shearing forces O_1 we will call as shearing forces transfered from the centroid of the cross section. It should be noticed that the third point O_2 (Fig. 7) in the cross section, so called center of twist, depends on the method and the type of supportion and for the statically determinate system it may be any point in the cross section, while the center of shearing forces is a definite point for each cross section.

O spektralnych metodach analizy paliw

Inż. A. S. Eliner

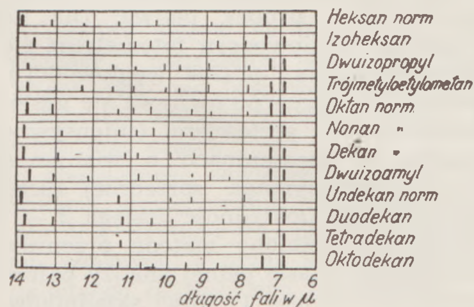
Z oryginału p.t. „O spiektralnych mietodach analiza topliw" Tiechnika Wozdusznogo Floty Nr 12 1938 r. — przetłumaczył inż. S. Kontowtt.

Stosowane zwykle chemiczne metody badania paliw (np. metoda Englera) określają skład paliwa jedynie wg różnych grup węglowodorów. Metody te nie pozwalają wykryć osobno podstawowych węglowodorów, należących do różnych grup, ani tym bardziej ich izomerów*), liczba których jest duża. Heptan np. ma 8 izomerów, oktan 17 izomerów itd.; charakterystyczne natomiast reakcje każdego izomeru są nam nieznane.

Dlatego też szereg badaczy francuskich (prof. Aubert, Lecomte, Andant, Barszewic i Frejman), pracując przy badaniu paliw pod kierownictwem prof. E. Cottona, wybrało drogę metod czysto fizycznych. Dwie takie metody zostaną rozpatrzone poniżej.

Analiza w obszarze podczerwieni widma.

Jeżeli zbadać za pomocą spektrografu podczerwone promieniowanie, przepuszczone przez naczynie zawierające jakiekolwiek organiczne ciało, przezroczyste dla podczerwonych promieni, wówczas w widmie stwierdzimy prążki promieni wchłoniętych. Liczba tych prążków w zakresie od $\lambda = 0,6\ \mu$ do $\lambda = 20\ \mu$ może dojść do 30. Każda rodzina węglowodorów i każdy węglowodór osobno posiadają charakterystyczne prążki promieni wchłoniętych. Prążki pochłonięcia izomerów różnią się od prążków pochłonięcia normalnych węglowodorów (rys. 1).



Rys. 1. Tablica prążków pochłaniana w podczerwonym widmie niektórych węglowodorów (intensywność prążków oznaczono różną długością i grubością kresek).

Drogą badania widma promieni pochłoniętych możliwe jest przeprowadzenie jakościowej analizy paliwa. Zalety takiej analizy są zupełnie oczywiste. Wiadomo np. że nasycone węglowodory z bocznymi łańcuchami detonują mniej, niż węglowodory normalne nasycone. Omawiana metoda daje możność stwierdzenia różnicy pomiędzy normalnymi węglowodorami a ich izomerami. Analiza ta wybitnie się upraszcza, jeżeli próbkę paliwa rozdzielić uprzednio na oddzielne frakcje, za pomocą destylacji w granicach co 2° C. Ilość potrzebnego do badań paliwa nie przekracza kilku cm³. Obecnie za granicą, a szczególnie we Francji są prowadzone wyczerpujące prace nad ułożeniem atlasu prążków pochłaniania węglowodorów oraz nad ustaleniem praktycznej metody analizy paliw, opartej na badaniu tych prążków.

O ile praca Lecomta opublikowana w „Pracach Francuskiego Ministerstwa Lotnictwa" w r. 1933 była pierwszym krokiem w klasyfikacji prążków pochłaniania węglowodorów, to wzmianka tegoż autora podana dn. 11.IV. 1938 r. w „Wiadomościach Francuskiej Akademii Nauk" wskazuje nie tylko na możność określenia czystości poszczególnych węglowodorów, ale pozwala także na przeanalizowanie mieszaniny heptanu z oktanem itp.

Technika analizy spektralnej w podczerwieni widma posiada pewne cechy specjalne. Normalna dla widocznego widma technika notowania na fotokliszy pozwala osiągnąć w podczerwieni zakresy tylko do $\lambda = 1,3\ \mu$ (przy użyciu specjalnych klisz). Naświetlenie w tym wypadku dochodzi do 6 — 8 godzin. Dlatego wskazane jest stosowanie promieniowania wychodzącego z urządzenia, rozszczepiającego widmo (dyfrakcyjna odbijająca siatka w obszarze od widocznych do $\lambda = 3\ \mu$ ponieważ konieczne tu jest duże rozszczepienie dla dokładnego określenia prążków, które są dość zgęszczone w pobliżu części widocznej widma — oraz przy pomocy pryzmatu z fluorytu i soli krystalicznej w znacznie oddalonych obszarach do 20 μ) rejestrowane następnie przy pomocy odbiornika, posiadającego dużą czułość.

Do pierwszych zaliczamy termobaterię i bolometr, do drugich — różne fotoelementy, które wybiera się w zależności od badanego obszaru widma. W ostatnim wypadku prąd powstający na skutek naświetlenia elementu trafia do wzmacniacza lampowego, a następnie do galwanometru. Odchylenia galwanometru wskazują stopień pochłaniania promieniowania w badanym ciele i notują promieniowanie na fotopapierze w funkcji długości fali. Przykładem takiego spektrografu jest doskonały aparat[1]), zbudowany przez Barszewica w laboratorium fizycznym Uniwersytetu Paryskiego. Aparat ten pozwala na notowanie widma w λ od 0,6 μ do 1 μ w ciągu 5 — 10 minut. Na tak ulepszonym urządzeniu staje się możliwe nie tylko określenie prążków pochłaniania poszczególnych węglowodorów, ale i intensywności tych

*) Izomerami nazywamy związki o tym samym wzorze sumarycznym (np. oktany — C_8H_{18}), lecz o różnej budowie cząsteczek (przyp. red.).

[1]) Opis podany w „Comptes Rendus de l'Académie des Sciences", 19.X. 1936 r.

prążków, a więc i składu każdego węglowodoru w mieszaninie, t.zn. przechodzi się od analizy jakościowej do ilościowej.

Analiza drogą widm rozproszenia.

Badanie paliwa w podczerwieni widma uzupełnia się badaniem zjawiska rozproszenia widma, odkrytego przez Landsberga i Mandelstama w ZSSR oraz przez Ramana w Indiach. Istota tego zjawiska przedstawia się, jak następuje: jeżeli pewne monochromatyczne promieniowanie, o podstawowej częstotliwości N_0, jest rozpraszane przy pomocy jakiegokolwiek ośrodka, wówczas:

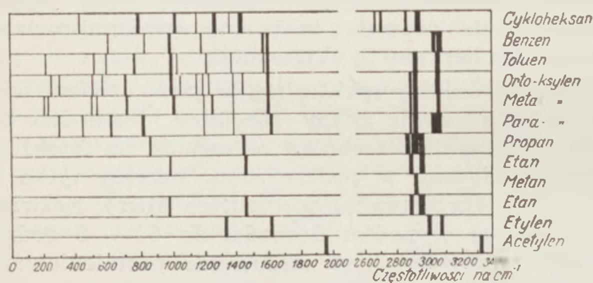
1) światło rozproszone przestaje być monochromatyczne i podstawowy prążek N_0 rozszerza się;

2) w kierunku fal długich i krótkich powstają nowe prążki, częstotliwości których są odpowiednio następujące

$$N_0+n_1,\ N_0+n_2,\ N_0+n_3,\ .....$$
$$N_0-n_1,\ N_0-n_2,\ N_0-n_3\ .....$$

Prążki: N_0+n_1, N_0+n_2, N_0+n_3, ... szybko zmniejszają się, podczas gdy liczba prążków: N_0-n_1, N_0-n_2, itd. może osiągnąć liczbę 20.

Liczby: n_1, n_2, n_3, itd. oraz stosunki intensywności każdego bocznego prążka do intensywności podstawowego prążka nie zależą od N_0.



Rys. 2. Schematyczne widma rozproszenia niektórych węglowodorów (wg Dora).

Każde ciało posiada charakterystyczne widmo rozproszenia (rys. 2). Otrzymuje się w ten sposób nową metodę określenia rodzaju i liczby składników.

Według klasycznej teorii, prążki w podczerwieni widma i w widmie rozproszenia odpowiadają częstotliwościom drgań własnych atomów w cząsteczce. Można jednak wykazać, że ma to miejsce jedynie w wypadku, gdy cząsteczki ciała nie posiadają żadnej symetrii. Jeżeli natomiast w cząsteczkach jest symetria, wtedy niektóre prążki widma rozproszenia oraz widma pochłaniania w podczerwieni znikają. W szczególności, jeżeli cząsteczka posiada środek symetrii, wtedy ani jeden prążek widma rozproszenia nie pokrywa się z prążkami pochłaniania w podczerwieni widma[1]). Z tego wynika więc, że zjawiska widma rozproszenia i zjawiska widma pochłaniania uzupełniają się nawzajem.

Poddana analizie rozproszenia ciecz zostaje mocno naświetlona, ponieważ trzeba wziąć pod uwagę, że światło rozproszone jest bardzo słabe (0,01 światła padającego). Dlatego też, oprócz silnego naświetlenia stosuje się bardzo czułe klisze wzbudzające, zaś światło bierze się w części bliskiej do ultrafioletowej.

Częstotliwości prążków, odpowiadających różnym chemicznych funkcjom*) i związkom, podane są niżej.

Częstotliwość $N = N_0 - n_1 = 1620\ cm^{-1}$ odpowiada związkowi $C = C$,

zaś częstotliwości odpowiadają

$N - n = 2200\ cm^{-1}$ $C \equiv C$
$N - n = 1650\ cm^{-1}$ $C = O$ (kwas organiczny)
$N - n = 1720\ cm^{-1}$ $C = O$ (aldehyd lub keton)

Izomery odróżnia się wg drugorzędnych prążków. Ilościowa analiza jest możliwa przez zastosowanie:

1. *Metody fotometrycznej*, przy której fotometruje się określony prążek danego ciała w mieszaninie oraz ten sam prążek ciała w stanie czystym.

2. *Metody funkcjonalnych prążków.* Weźmy organiczne ciało *B*, posiadające tę samą funkcję chemiczną co i ciało *A*, badane w mieszaninie. Wybieramy funkcjonalny prążek (prążek charakteryzujący funkcję) badanego ciała *A;* będziemy dodawać do mieszaniny ciała *B* tak długo, dopóki prążek ciała *A*, wobec pokrycia się z prążkiem ciała B, nie przybierze tej samej intensywności co i podczas prześwietlania ciała *A* w stanie czystym. W ten sposób bez wyliczeń otrzymamy zawartość ciała *A*.

3. *Metody „ostatnich prążków“.* Porównywa się czas naświetlania, potrzebny dla ukazania się określonego prążka podczas prześwietlania badanej miesznin y, z czasami dla mieszanin, skład których znamy. Mieszanina o znanym składzie, która wymaga dla ukazania się ustalonego prążka tegoż czasu naświetlania co i badana mieszanina, określa w ten sposób skład badanej mieszaniny w stosunku do ciała, do którego należy prążek.

Jako przykłady cennych badań możemy wskazać pracę Andanta, wydaną w 1936 r. w „Pracach Francuskiego Ministerstwa Lotnictwa“. Rozkładając paliwo na poszczególne frakcje przez destylację co 2°C, Andant podaje pełny obraz składu różnych gatunków paliwa (czas całkowitej analizy 5 dni).

W Nr 2 z dn. 2.V. 1938 r. „Wiadomości Francuskiej Akademii Nauk“ Andant donosi o skonstruowaniu dla Naukowo-badawczego Instytutu lotnictwa francuskiego automatu, który kolejno notuje widmo rozproszenia ośmiu próbek paliwa. Dla ilościowej analizy każdego węglowodoru fotometruje się określony charakterystyczny prążek węglowodoru w badanej próbce. Następnie porównywa się gęstość prążka (intensywność) z gęstościami (intensywnościami) tegoż prążka w mieszaninach o znanym składzie. Ilościowa analiza wymaga uprzedniej szczegółowej destylacji co 0,1°C. Dokładność dosięga 2 — 3%.

W ten sposób ustalono metodę przeprowadzenia w bardzo krótkim czasie pełnej analizy paliwa, to zn. jest możliwe określenie: 1) ilości składników, 2) ich rodzaju oraz 3) ich koncentracji.

Pomimo, że kompletne rozwinięcie tych metod analizy nie jest jeszcze zakończone, obecnie ani jedna z metod chemicznych nie może zapewnić tak szybkich i pewnych wyników, jak spektograficzna.

Sprawa jakości wytwarzanego i użytkowanego paliwa jest jednym z podstawowych zagadnień lotnictwa, dlatego też otwierające duże możliwości w tym kierunku optyczne metody badania paliw zasługują na szerokie rozpowszechnienie.

[1]) Cabannes, „Journal de Chimie Phys.“, styczeń 1938.

*) Ciałami o tej samej funkcji chemicznej określa autor ciała, posiadające tę samą charakterystyczną grupę chemiczną, np. alkohole, ketony, kwasy organiczne i in. (przyp. redakcji).

Elastyczne zawieszenie silników lotniczych z punktu widzenia drgań

K. Lürenbaum i W. Behrmann

Z artykułu pt. „Schwingungstechnische Gesichtspunkte der federnden Aufhängung von Flugmotoren“. Jahrbuch 1937 Der Deutschen Luftfahrtforschung — Triebwerk, str. II 107 — 116, przetłumaczył inż. Ryszard Dyrgałła.

W budowie pojazdów i okrętów wieloktronie już stosowano elastyczne zabudowanie silników, a wytyczne do rozwiązania tego zagadnienia były publikowane.

Dokonamy wpierw przeglądu możliwych wzbudzeń drgań występujących w lotniczych zespołach napędowych. Z rozważania warunków drgań układu dwóch mas oraz ciała sprężyście podpartego, wyprowadza się wytyczne, które należy uwzględnić dla elastycznego zabudowania silników lotniczych. Na podstawie wykonanych przykładów oraz wyników pomiarów, pokazano możliwości oraz korzyści elastycznego zawieszenia.

I. CEL ELASTYCZNEGO ZAWIESZENIA.

W konstrukcjach lotniczych z powodu wybitnie lekkiej budowy zmienne obciążenia wywołują często ujemne skutki. Silnik posiada dużą ilość źródeł wzbudzenia drgań, które przy sztywnym zabudowaniu silnika przenoszą się poprzez łoże silnikowe na płatowiec.

W wielu wypadkach wywołane w ten sposób zmienne obciążenia doprowadzają do zniszczenia, względnie uszkodzenia pracujących części (rys. 1) Ponadto wstrząsy wywierają ze względów fizjologicznych ujemny wpływ na pasażerów. Specjalnie silne wstrząsy i naprężenia występują wtedy, gdy źródło drgań jest we współbrzmieniu z częstością drgań własnych zespołu silnik-płatowiec albo jakiejkolwiek jego części.

Celem elastycznego zawieszenia silnika jest tylko zapobiegnięcie występowaniu współbrzmienia w zakresie obrotów użytkowych, przez obniżenie częstości drgań własnych, a przez to zmniejszenie obciążenia zmiennego działającego na samolot.

II. CZYNNIKI WZBUDZAJĄCE DRGANIA.

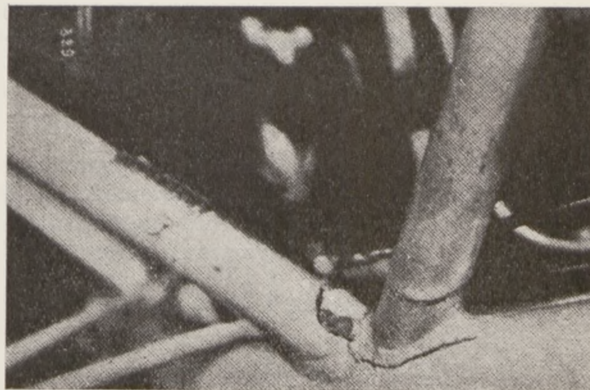
W lotniczych zespołach napędowych czynnikami wzbudzającymi drgania, które wywołują obciążenia zmienne są: silnik i śmigło.

1. Śmigło.

Biorąc pod uwagę śmigło należy jako źródło drgań rozróżnić siły masowe oraz aerodynamiczne. Do pierwszych należy niewyważenie statyczne i dynamiczne, uderzenia („bicie“) na czopie śmigła oraz moment żyroskopowy śmigła dwuramiennego. Do aerodynamicznych źródeł drgań należą: efekt wiatru bocznego przy śmigle dwuramiennym, niejednakowy ciąg poszczególnych łopat śmigła z powodu niedokładnego ich wykonania, spaczenia i różnej elastyczności łopat, wreszcie zmiana rozkładu siły ciągu przy przechodzeniu łopat obok elementów stałych, przedstawiających pewien opór.

Ponieważ nie można podać żadnych ogólnie obowiązujących wytycznych dotyczących wielkości wyżej wymienionych aerodynamicznych czynników, nie będziemy się więcej nimi zajmować.

a) Złe wyważenie śmigła. Podczas gdy konieczność statycznego wyważenia śmigła jest dzisiaj rzeczą zupełnie zrozumiałą, nie można było dotąd przeprowadzić dynamicznego wyważenia, ponieważ uzyskanie jego dla wszystkich warunków pracy, przedstawiałoby znaczne trudności. Przy śmi-

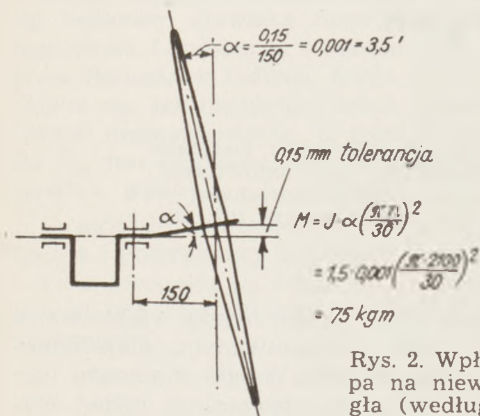


Rys. 1. Pęknięcie zmęczeniowe w łożu silnikowym z powodu zmiennych naprężeń, wywołanych przez zespół napędowy.

głach o skoku zmiennym można osiągnąć częściowe wyważenie dynamiczne (ważne dla ramienia śmigła jako ciała sztywnego) pośrednio przez dwukrotne statyczne wyważenie: ramiona ustawia się wpierw na skok normalny i śmigło wyważa się statycznie. Następnie obraca się łopaty o 90°. Jakiekolwiek dynamiczne niewyważenie uwidacznia się wtedy w płaszczyźnie obrotu i może być usunięte przez powtórne wyważenie statyczne. Następnego rodzaju niewyważenie, dynamiczne, które wywołane jest przez niejednakowe wygięcie poszczególnych łopat podczas pracy z powodu różnej ich sztywności, nie da się wykazać w podobny sposób. Celem uniknięcia tego źró-

dła zaburzeń należy żądać możliwie jednakowej elastyczności łopat.

Oprócz niewyważeń spowodowanych przez sprężynowanie oraz błędy w samym śmigle, może powstać znaczny moment niewyważenia wskutek „bicia“ w czopie śmigła.



Rys. 2. Wpływ „bicia“ czopa na niewyważenie śmigła (według v. Schlippe)

v. Schlippe [7] wyliczył na przykładzie przytoczonym na rys. 2, że przy „biciu“ tylko 0,15 mm i obrotach $n = 2100$ obr/min moment wywołany niewyważeniem wynosi 75 kg i proponuje dlatego wprowadzenie węższych tolerancji „bicia“ wału korbowego.

b) Moment żyroskopowy. Poważnym źródłem drgań jest moment żyroskopowy śmigła dwuramiennego podczas zmiany kierunku lotu. Gdy w wypadku obracającego się z szybkością kątową ω_0 krążka, którego moment bezwładności wynosi I_a, nastąpi wymuszony obrót z szybkością kątową ω dokoła osi prostopadłej do osi obrotów, wtedy powstaje moment żyroskopowy wielkości $M_ż = 2\, I_a \cdot \omega \cdot \omega_0$.
Moment ten jest wielkością stałą przy śmigłach więcej niż dwuramiennych.

$$(M_ż = I_p \cdot \omega \cdot \omega_0)$$

Natomiast dla śmigła dwuramiennego moment bezwładności odniesiony do osi wymuszonego obrotu, zmienia się podczas każdego obrotu dwukrotnie pomiędzy swoją wartością maksymalną a zerem (rys. 3).

$$I_0 = \Sigma ma^2 = \Sigma ma_0^2 \sin^2 \omega_0 t \approx I_p \sin^2 \omega_0 t =$$

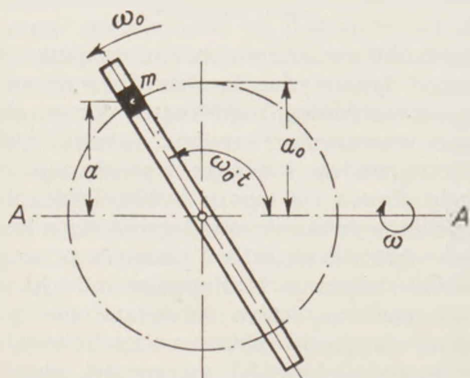
$$= \frac{1}{2} I_p (1 - \cos 2\, \omega_0 t)$$

Odpowiednio zmienia się moment żyroskopowy śmigła dwuramiennego z podwójną ilością obrotów pomiędzy wartością największą

$$M_{ż\,max} \approx 2 I_p \cdot \omega \cdot \omega_0$$

a wartością najmniejszą $M_{ż\,min} \approx 0$.

Zależnie od szybkości kątowej ω obrotu wymuszonego tj. zależnie od zwrotności samolotu można oczekiwać maksymalnych wartości dla $M_{ż\,max}$ aż do dwukrotnej wielkości momentu obrotowego silnika.

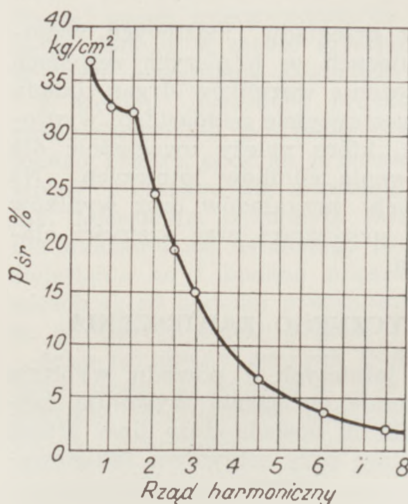


Rys. 3. Moment żyroskopowy śmigła dwuramiennego.

2. Silnik.

Siły wzbudzające drgania, a pochodzące od silnika, są zasadniczo takie same jak przy innych maszynach tłokowych. Są one dokładnie omówione w literaturze [1 — 4], tutaj więc wspomnę tylko o nich.

a) Siły masowe i momenty. Wirujące części mimośrodowe (korba oraz wirujące części korbowodu) wywołują, o ile nie są wyważone przez



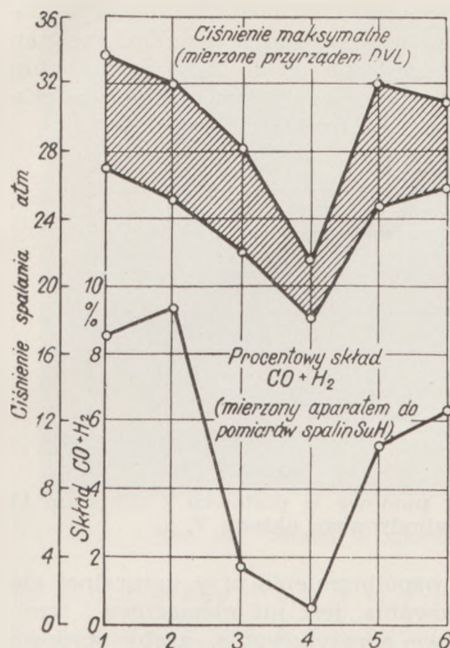
Rys. 4. Amplitudy harmonicznych momentu obrotowego, wywołanego ciśnieniem gazów w procentach średniego ciśnienia indykowanego dla silnika czterosuwowego Otto (według Stieglitz).

ciężarki, siły masowe zgodnie z ilością obrotów i te składowe pionowe oraz poziome. Prócz tego, zależnie od ułożenia wykorbienia, wywołują momenty ze składowymi dokoła osi poprzecznej i pionowej. Masy części posuwistych (tłok oraz części posuwiste korbowodów) dają siły w kierunku osi cylindra oraz momenty dokoła osi poprzecznej.

Działanie tych mas, dzięki skończonej długości korbowodu wywołuje oprócz drgań podstawowych, o częstości równej ilości obrotów, również drgania harmoniczne wyższego rzędu z całkowitymi liczbami porządkowymi, które jednak ze wzrostem liczby porządkowej szybko się zmniejszają.

Czy wirujące działanie mas i które harmoniczne wywołują efekt zewnętrzny, zależy od rozłożenia wykorbień względem osi oraz w kierunku podłużnym. W używanych dzisiaj silnikach szeregowych z parzystą ilością cylindrów i równomiernym układem korb, są wyważone zasadniczo wszystkie siły i momenty pierwszego i drugiego rzędu.

Jedynie silnik szeregowy czterocylindrowy z przestawionymi o 180° korbami posiada jeszcze niewyważone siły drugiego rzędu. Obok tych ostatnich mają znaczenie tylko te z pośród harmonicznych wyższych rzędów, które wynikają z ilości i kierunku wykorbień, ponieważ osiągają one dla wszystkich wykorbień jednocześnie swoją wartość krańcową.



Rys. 5. Ciśnienie maksymalne oraz rozdział mieszanki w 6-cio cylindrowym silniku szeregowym.

Silniki wielorzędowe posiadają taki stopień wyrównoważenia jak ich poszczególne rzędy. W silnikach gwiazdowych z ilością cylindrów od trzech w górę, można wyważyć przy pomocy przeciwwagi siły masowe I-go rzędu; siły masowe II-go rzędu są wyważone. W obydwóch rodzajach silników są jednak z powodu dotychczasowych korbowodów bocznych niewyważone pozostałe (wyższych rzędów). W silnikach gwiazdowych nie ma niewyważonych momentów masowych.

Warunkiem teoretycznego wyważenia mas jest:

1) ażeby części posuwiste poszczególnych wykorbień posiadały jednakowe masy, jednakowy rozkład mas oraz jednakowe warunki ruchu,

2) ażeby karter, dzięki pośrednictwu którego ma nastąpić wyważenie mas, był zupełnie sztywny na gięcie i skręcanie.

O ile pierwszy warunek jest kwestią tolerancji, to drugi jest dla silników lotniczych trudny do spełnienia z powodu wymaganej lekkości budowy i dlatego objawia się na zewnątrz działanie harmonicznych o niższej liczbie porządkowej. Masy wirujące można wyważyć przeciwwagami dla każdego wykorbienia z osobna tak, że w tym wypadku pośrednictwo karteru nie jest potrzebne.

b) H a r m o n i c z n e m o m e n t u o b r o t o w e g o w z g l ę d n i e s i ł w p r o w a d n i c y. Całkowity moment obrotowy złożony z momentu obrotowego, pochodzącego od siły gazów oraz sił masowych wywołuje odpowiednio do położenia korby pewne określone siły w prowadnicy. Wykres sił w prowadnicy dla jednego cylindra oprócz wartości wolnej od drgań, zawiera również tak, jak wykres momentu obrotowego, harmoniczne okresu podstawowego, który obejmuje zakres dwóch obrotów w silniku czterosuwowym, a jednego obrotu w silniku dwusuwowym. Amplitudy poszczególnych harmonicznych są w stałym stosunku odpowiednich amplitud harmonicznych momentu obrotowego. Części tych ostatnich pochodzące od sił gazów przedstawione są na rys. 4 w procentach średniego ciśnienia odpowiednio do przebiegu wykresu indykatora silnika spalinowego czterosuwowego; niższe harmoniczne rzędu ½, 1 i 1½ są wyraźnie uwydatnione; wartości wyższych rzędów szybko się zmniejszają [5].

Dla układu o kilku korbach, otrzymujemy efekt całkowity wszystkich harmonicznych przez dodanie amplitud poszczególnych układów napędowych z uwzględnieniem kątów okresu, które są oznaczone przez kąt korby i liczbę porządkową. Przy jednakowych odstępach zapalania okazuje się przy tym ogólnie dla silnika wielocylindrowego, że znikają wszystkie harmoniczne momentu obrotowego z wyjątkiem tych, których liczba porządkowa wynosi

$$\frac{z}{2}, \quad \frac{2z}{2}, \quad \frac{3z}{2}, \quad \ldots$$

dla silników czterosuwowych oraz

z, 2_z, 3_z... dla silników dwusuwowych

(z = ilości cylindrów).

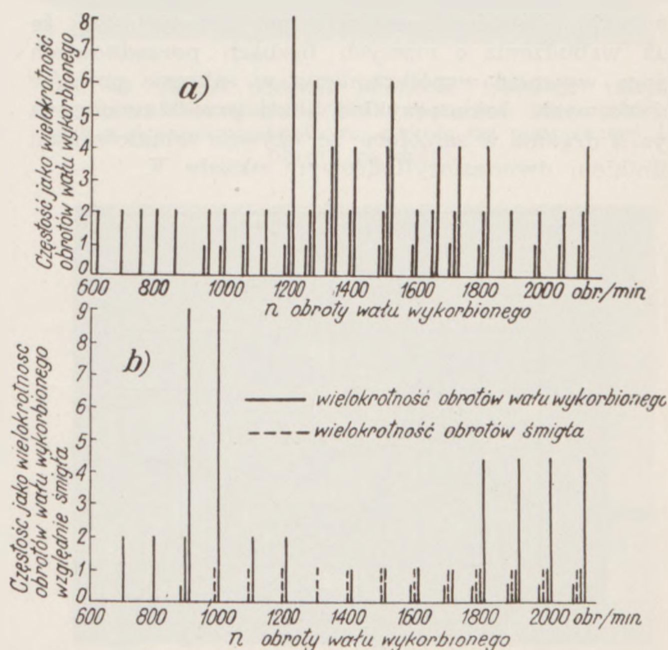
Podobnie jest w wypadku teoretycznego wyważenia mas; wysunięto i tutaj pewne warunki, które w rzeczywistości nie zupełnie mogą być spełnione:

1) karter razem z cylindrami powinien stanowić sztywny układ.

2) wykresy indykatorowe poszczególnych cylindrów powinny być jednakowe.

Pierwszy warunek określono już poprzednio jako niewykonalny. Warunek jednakowych wykresów indykatora jest również rzadko spełniony, a przyczyną tego, pomijając wadliwe działanie silnika, jest przede wszystkim niejednolity rozdział mieszanki na poszczególne cylindry. Dowodem tego rys. 5, który przedstawia znaczne różnice ciśnienia maksymalnego oraz rozdziału mieszanki dla poszczególnych cylindrów silnika szeregowego sześciocylindrowego.

W końcu jako źródło drgań należy rozważyć jeszcze drgania skrętne wału wykorbionego.



Rys. 6. Widmo częstości silników lotniczych.

a) widmo części czterocylindrowego silnika szeregowego,
b) widmo części dziewięciocylindrowego silnika gwiazdowego z przekładnią 1:1,61.

c) Widmo wzbudzenia silników lotniczych. Powyższe rozważania nad różnymi wzbudzeniami wskazują, że widmo częstości silników lotniczych zawiera przede wszystkim „harmoniczne charakterystyczne", które wynikają z ilości i układu cylindrów oraz przekładni śmigła.

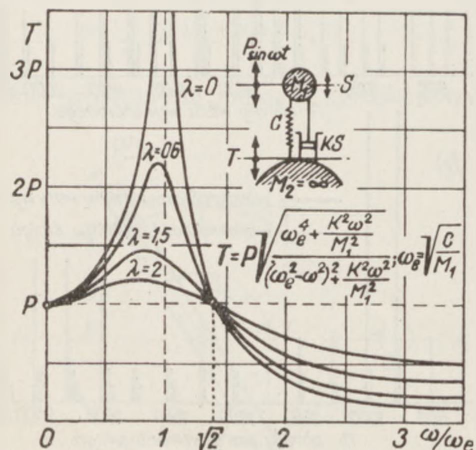
Rys. 6a) i b) jest przykładem widma częstości zdjętego przy pomocy wskaźnika drgań, na silniku szeregowym, czterocylindrowym oraz gwiazdowym dziewięciocylindrowym. Z powodu wyżej wymienionych odstępstw od założeń teoretycznego wyważenia mas oraz równego biegu, występują oprócz „charakterystycznych harmonicznych" $2n$, $4n$... względnie $4{,}5n$, $9n$... także te o częstości $0{,}5\ n$, $1n$, $2n$, które pochodzą zarówno od śmigła jak też od silnika. Okazuje się, że również silnik teoretycznie wyważony oraz o równym biegu, nie chodzi bez wstrząsów; przenosi na samolot przede wszystkim drgania o częstości niższych liczb porządkowych. Z tego wynika konieczność zapobiegania przenoszeniu się pozostałych jeszcze sił wzbudzających na łoże i płatowiec przez odpowiednie zawieszenie silnika.

III. PODSTAWY TEORETYCZNE ZAWIESZENIA ELASTYCZNEGO.

1. Wahadło o charakterystyce liniowej

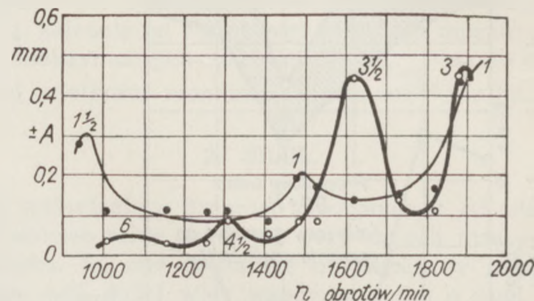
Podstawę z punktu widzenia techniki drgań dla elastycznego zawieszenia silników stanowi krzywa współbrzmienia sił sprężyny $\left| T = f\left(\frac{\omega}{\omega_w}\right) \right|$ (rys. 7) umieszczonej między dwoma masami wahadła sprężystego. Przy zupełnie sztywnym połączeniu masy M_1 (silnik) z masą M_2 (samolot), to znaczy przy sztywnym zabudowaniu silnika w sztywnym płatowcu, siły wzbudzające (P) byłyby z powodu $\omega_w = \infty$ względnie $\omega/\omega_w = 0$ przeniesione bez powiększenia.

W rzeczywistości zespół łoże silnikowe-płatowiec nie jest zupełnie sztywny. System drgający, składający się z silnika oraz płatowca, posiada stopnie swobody o niskiej częstości drgań własnych tak, że już wzbudzenia o niższych liczbach porządkowych mogą wywołać współbrzmienia w zakresie obrotów użytkowych. Jako przykład służą przedstawione na rys. 8 drgania w samolocie ze sztywno zabudowanym silnikiem dwunastocylindrowym układu V.



Rys. 7. Krzywa współbrzmienia siły sprężystej wahadła o charakterystyce liniowej z tłumieniem $T=f\left(\frac{\omega}{\omega_w}\right)$.

Obok drgań rezonansowych rzędu 1 i 1½ występują zwłaszcza drgania wywołane przez składowe harmoniczne styczne od 3-go aż do 6-go rzędu, które w tym wypadku wykazują ten sam przebieg co charakterystyka drgań skrętnych silnika.



Rys. 8. Wstrząsy pionowe w płatowcu z silnikiem 12-cylindrowym układu V.

Praca poniżej współbrzmienia przy naturalnej elastyczności zabudowania, jest już niemożliwa i trzeba włączyć dodatkowe sprężynowanie, ażeby wydostać się ponad zakresy współbrzmienia.

Ponieważ dążymy do zmniejszenia przeniesionej siły, sprężyna musi być stosownie do krzywej współbrzmienia tak miękka, żeby częstość drgań własnych zawieszenia leżała poniżej $\frac{1}{\sqrt{2}}$-krotnej wartości najwolniejszego wzbudzenia, które należało by uwzględnić. W tym celu sprężynowanie musi leżeć poniżej połowy wartości stałej.

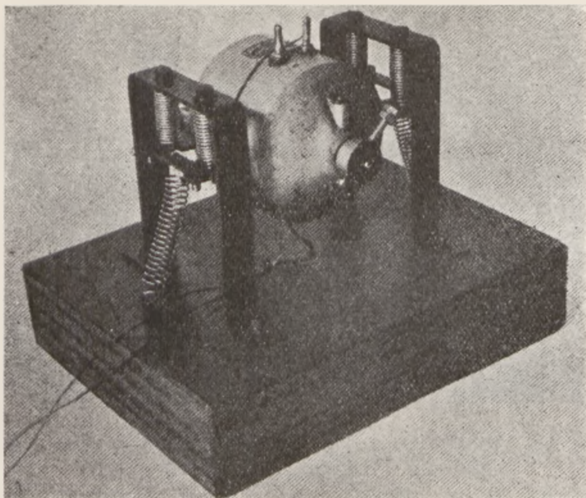
Współbrzmienia układu sprężyn:

$$c_{wyp} = \omega_w^2 \frac{M_1 \cdot M_2}{M_1 + M_2} \qquad c < \frac{1}{2}\, c_{wyp}.$$

Krzywa współbrzmienia wyjaśnia również bezpośrednio kwestię wpływu dodatniego czy też ujemnego przy równoległym włączeniu tłumienia do sprężyny, a więc siła współbrzmienia zmniejsza się wprawdzie przez tłumienie, ale przeniesiona siła będzie powyżej wartości $\omega/\omega_w = \frac{1}{\sqrt{2}}$ z powodu tłumienia większego w zakresie użytkowania, do którego dążymy przy pomocy elastycznego zawieszenia. Przejście miejsca współbrzmienia w dolnym zakresie obrotów uczynimy bezpieczniejszym przez użycie miękkich ograniczeń wychylenia aniżeli przez tłumienie.

2. Ciało podparte zewsząd w sposób elastyczny.

Rozważania systemu z jednym stopniem swobody dają wprawdzie wszystkie dane podstawowe do teorii elastycznego zawieszenia, jednak dla wyczerpującego rozważania należy wziąć pod uwagę, że przy elastycznym zawieszeniu zespołu napędowego mamy do czynienia z ciałem podpartym zewsząd elastycznie, a więc z wahadłem przestrzennym z sześcioma stopniami swobody, na które działają siły wzbudzające drgania oraz momenty różnej wielkości, o różnym kierunku i częstości. Jeżeli ruchy w kierunku tych trzech osi oznaczymy przez x, y, z, a obroty dokoła tych osi przez φ, ψ, χ, możemy napisać sześć następujących równań ruchu dla drgań swobodnych:

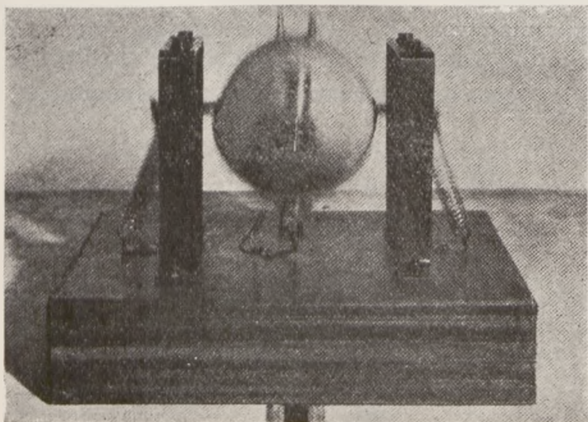


Rys. 9a. Model w spoczynku.

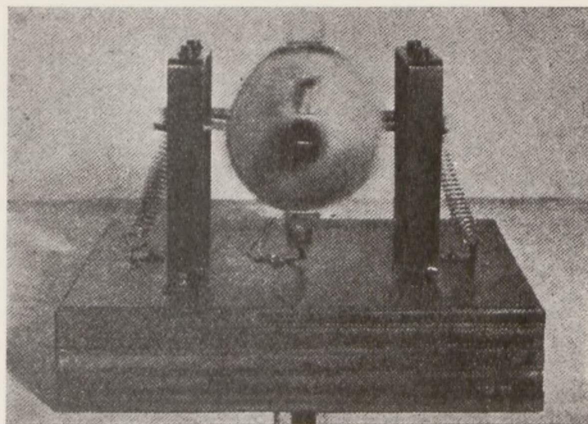
$$M\ddot{x} + c_{11}x + c_{12}y + c_{13}z + c_{14}\varphi + c_{15}\psi + c_{16}\chi = 0$$
$$M\ddot{y} + c_{21}x + c_{22}y + c_{23}z + c_{24}\varphi + c_{25}\psi + c_{26}\chi = 0$$
$$M\ddot{z} + c_{31}x + c_{32}y + c_{33}z + c_{34}\varphi + c_{35}\psi + c_{36}\chi = 0$$
$$Ix\ddot{\varphi} + c_{41}x + c_{42}y + c_{43}z + c_{44}\varphi + c_{45}\psi + c_{46}\chi = 0$$
$$Iy\ddot{\psi} + c_{51}x + c_{52}y + c_{53}z + c_{54}\varphi + c_{55}\psi + c_{56}\chi = 0$$
$$Iz\ddot{\chi} + c_{61}x + c_{62}y + c_{63}z + c_{64}\varphi + c_{65}\psi + c_{66}\chi = 0$$

przez c_{11}, c_{12}... oznaczone są spółczynniki sił sprężyny, względnie jej momentów w formie ogólnej; wykazują one, że każde dowolne przesunięcie, względnie obrót ciała pobudza wszystkie siły oraz momenty sprężyny do przeciwdziałania. Wzajemne sprzężenie sześciu stopni swobody uwydatnia się przez spółczynniki c_{12}, c_{13}... c_{21}, c_{23}... c_{31}, c_{32} przy czym ogólnie $c_{in} = c_{ni}$.

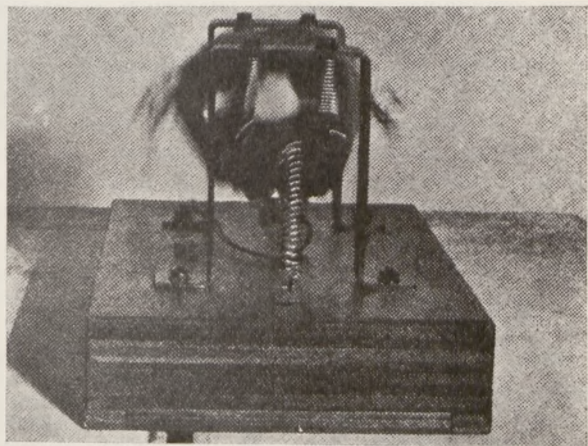
Z powodu sprzężenia niema zasadniczo trzech niezależnych od siebie drgań wzdłużnych i skrętnych, jest natomiast sześć drgań wahadłowych dokoła stałych biegunów w przestrzeni. Celem poglądowego przedstawienia przebiegu zjawisk przy wahadle przestrzennym zbudowano prosty model (rys. 9), składający się z silnika elektrycznego zewsząd elastycznie zawieszonego. Jako wzbudzenie służy układ dwóch sił wichrowatych obracających się z wałem silnika. Rysunki 9b) do f) przedstawiają zdjęcia czasowe modelu podczas przejścia pięciu, (z sześciu możliwych), miejsc współbrzmienia; szóste bowiem tj. drganie skrętne dokoła osi podłużnej nie może być wzbudzone przy pomocy dwóch sił wichrowatych. Rys. 9g przedstawia czasowe zdjęcie po przejściu sześciu miejsc współbrzmienia, a więc stan ciała obracającego się z ponadkrytyczną ilością obrotów,



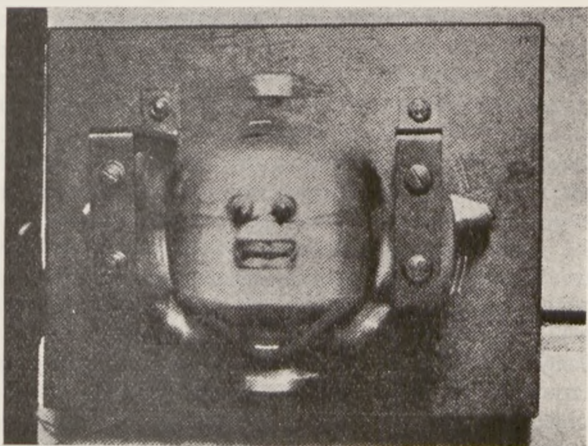
Rys. 9b. Model podczas przejścia pierwszego miejsca współbrzmienia; zasadniczo drgania pionowe.



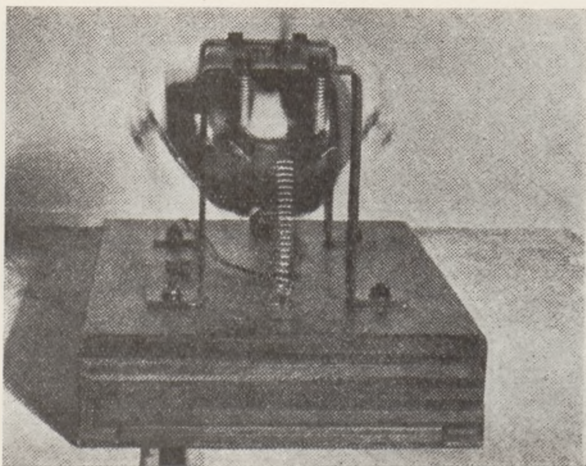
Rys. 9c. Model podczas przejścia drugiego miejsca współbrzmienia; zasadniczo drgania poprzeczne.



Rys. 9d. Model podczas przejścia trzeciego miejsca współbrzmienia; dolne drgania sprzężone drgań podłużnych z drganiami skrętnymi dokoła osi poprzecznej (oś obrotu na dole).



Rys. 9e. Model podczas przejścia czwartego miejsca współbrzmienia; zasadniczo drgania skrętne dokoła osi pionowej.

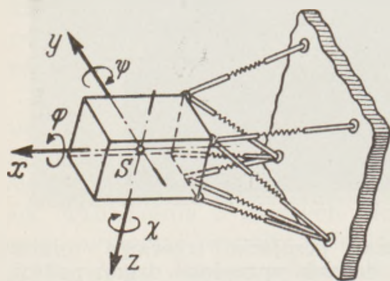


Rys. 9f. Model podczas przejścia piątego miejsca współbrzmienia; górne drgania sprzężone drgań podłużnych z drganiami skrętnymi dokoła osi poprzecznej (oś obrotu u góry).

swobodnie zawieszonego tak, jak to chcemy osiągnąć przy pomocy elastycznego zawieszenia silnika.

3. Warunki specjalne przy silniku lotniczym.

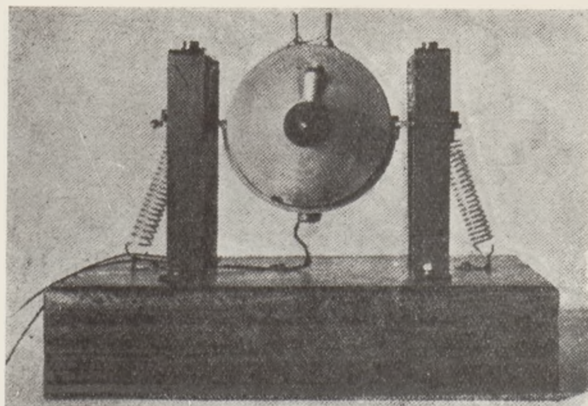
Przy zabudowaniu silników lotniczych w płatowcu można w ogólności założyć, że zastosowanie jest sprężynowanie symetrycznie do płaszczyzny pionowej i poziomej. Jako ogólny wypadek zabudowania na rys. 10 przedstawiono zawieszenie masy silnika do sztywnej płaszczyzny przy pomocy sprężyny w formie elastycznej kratownicy. Z powodu symetrii tego układu względem płaszczyzny x—z, forma



Rys. 10. System drgający przy elastycznym zawieszeniu silnika (wahadło przestrzenne z 6-ma stopniami swobody; według v. Schlippe).

drgań przy sześciu stopniach swobody rozkłada się na dwie ze sobą nie sprzężone grupy: w pierwszej grupie, tzw. symetrycznej, ruch odbywa się w płaszczyźnie symetrii, a więc z powodu sprzężenia dokoła trzech osi prostopadłych do tej płaszczyzny. W drugiej grupie tzw. przeciwsymetrycznej ruch odbywa się w poprzek do płaszczyzny symetrii, a więc dokoła trzech osi leżących w tej płaszczyźnie. W formach drgań grupy symetrycznej linie łączące trzy osie własne tworzą trójkąt, przy czym środek ciężkości masy leży w przecięciu trzech wysokości trójkąta. W grupie przeciwsymetrycznej same trzy osie leżące w płaszczyźnie symetrii tworzą trójkąt. Rys. 11b [7].

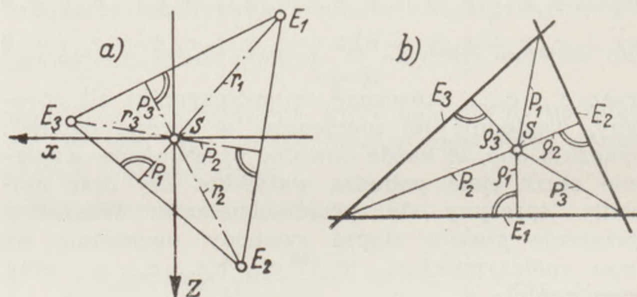
Sześć częstości drgań własnych układu sprzężonego znajduje się zasadniczo w dużych od siebie odległościach i warunek należytej miękkości sprężyny, wynikający z krzywej współbrzmienia wahadła o charakterystyce liniowej, musi być dla silnika tak rozszerzony, ażeby dla każdej z sześciu częstości drgań własnych spełniony był warunek, że leżą one



Rys. 9g. Model po przejściu wszystkich miejsc współbrzmienia (warunki: ponadkrytyczne).

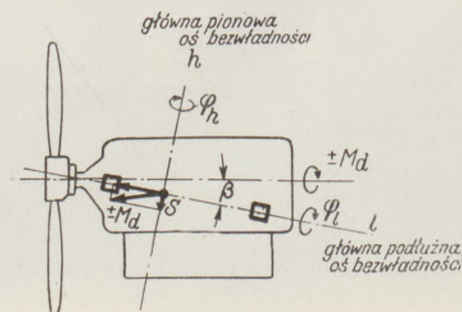
Rys. 9a do 9g. Model ciała zewsząd elastycznie podpartego (wahadło przestrzenne z 6-cioma stopniami swobody). Celem uwidocznienia ruchu, przytwierdzone zostały z przodu i z boku małe kulki, które wywołują na rysunku ostre refleksy światła.

poniżej $\frac{1}{\sqrt{2}}$-krotnej najmniejszej możliwej dla nich, częstości wzbudzenia.

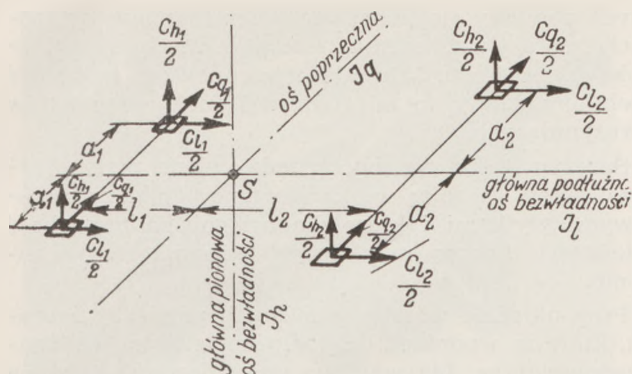


Rys. 11a i 11b. Miejsce geometryczne osi własnych (według v. Schlippe).
a) dla drgań w płaszczyźnie symetrii.
b) dla drgań w poprzek płaszczyzny symetrii.

Dotychczas warunek uwzględnienia wszystkich sześciu stopni swobody był rzadko spełniony. Częstokroć zadawalniano się uwzględnieniem jednego względnie kilku stopni swobody, zazwyczaj dla drgania w płaszczyźnie pionowej, oraz dla drgania skrętnego dokoła osi podłużnej. Częstość drgań własnych obliczono przy tym dla osi pionowej ze sprężynowania wszystkich punktów zawieszenia oraz z masy silnika i płatowca (M_1 i M_2), zaś cząstość drgań własnych dla drgań skrętnych dokoła osi podłużnej ze sprężynowania skrętnego systemu zawieszenia $\Sigma c_i \cdot b_i^2$



Rys. 12. Układ punktów zawieszenia na głównej podłużnej osi bezwładności (Floating power).



Rys. 13. Odległości sprężyn i sprężynowań C przy rozmieszczeniu punktów zawieszenia w płaszczyźnie przechodzącej przez główną podłużną oś bezwładności oraz oś poprzeczną.

i momentu bezwładności silnika I_1 oraz płatowca I_2. Taki niezależny od siebie sposób liczenia poszczególnych stopni swobody jest tylko wtedy prawidłowy, jeżeli wypełnione są następujące warunki:

1) Wypadkowa pionowych sił sprężynowania pokrywa się z osią pionową, przechodzącą przez środek ciężkości silnika,

2) wypadkowa poziomych sił poprzecznych sprężynowania pokrywa się z osią poprzeczną, przechodzącą przez środek ciężkości silnika,

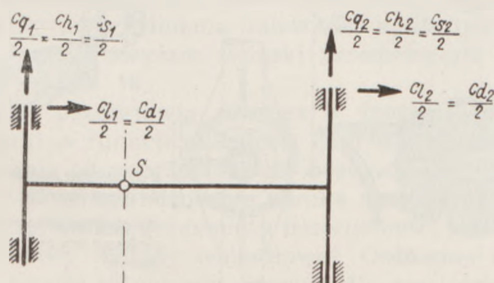
3) wypadkowa poziomych sił podłużnych sprężynowania pokrywa się z osią podłużną, przechodzącą przez środek ciężkości silnika.

Warunki te są spełnione, jeżeli zastosowane jest sprężynowanie symetryczne do osi podłużnej, poprzecznej i pionowej. W tym wypadku niema żadnego sprężynowania pomiędzy poszczególnymi stopniami swobody.

Całkowite rozprzężenie pozwala jedynie na niezależne obliczenie poszczególnych stopni swobody, nie uprawnia jednak do pominięcia częstości drgań własnych pozostałych stopni swobody. (W nowszej publikacji [12] uwzględniano jeszcze przy częściowo rozprzężonym zawieszeniu jedynie stopnie swobody drgań pionowych i podłużnych drgań skrętnych).

Na ogół urządzenie pojedyńczych sprężyn nie spełnia wspomnianych trzech warunków i wyżej przedstawione okoliczności sprzężenia ważne są w zakresie dwóch grup drgań.

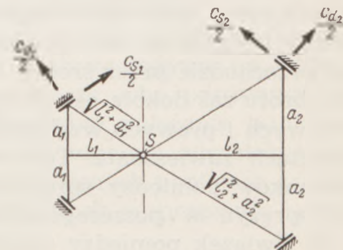
Jeżeli poprzestaniemy na takim wymiarowaniu sprężynowania przy danym układzie pojedyńczych sprężyn, że najwyższa z sześciu częstości drgań własnych znajdzie się dostatecznie daleko poniżej obrotów użytkowych, wtedy sześć częstości drgań własnych pokryje zazwyczaj duży zakres. Ponieważ przy tym czynna jest, jak wyżej przedstawiono, duża liczba czynników wzbudzających o różnych liczbach porządkowych, cały szereg współbrzmień będzie leżał blisko siebie i często pozostawi ledwie dostateczny zakres dla obrotów do nagrzania silnika i obrotów wolnych. Przeto konieczne jest, aby przy dużym zakresie obrotów użytkowych silników lotniczych przybliżyć do siebie najbardziej liczby drgań własnych, co możliwe jest tylko przy rozprzężeniu wszystkich stopni swobody.



Rys. 14. Warstwy gumy pomiędzy żebrami poprzecznymi.

4. Rozprzężone zawieszenie silników szeregowych.

Na podstawie tych rozważań dochodzi się do zawieszenia, które jest ważne dla rozprzężania. Sprężynowania i odległości sprężyn są przy tym tak uwzględnione, że niektóre ważne stopnie swobody posiadają jednakowe częstości drgań własnych. Równocześnie uwzględniono jeszcze jeden pomysł, który został zrealizowany przy dwupunktowym zawieszeniu silników do pojazdów (Floating power) [8]. Obydwa punkty zawieszenia leżą na głównej podłużnej osi bezwładności, co wynika z rozumowania, że ciało podlegające drganiom skrętnym nie wywołuje żadnych sił wtedy, jeżeli podlega drganiom dokoła głównej osi bezwładności. System zawieszenia dwupunktowego ma tę niedogodność, że uwzględniony zostaje zasadniczo tylko stopień swobody ruchu obrotowego dokoła głównej osi bezwładności przy założeniu, że harmo-

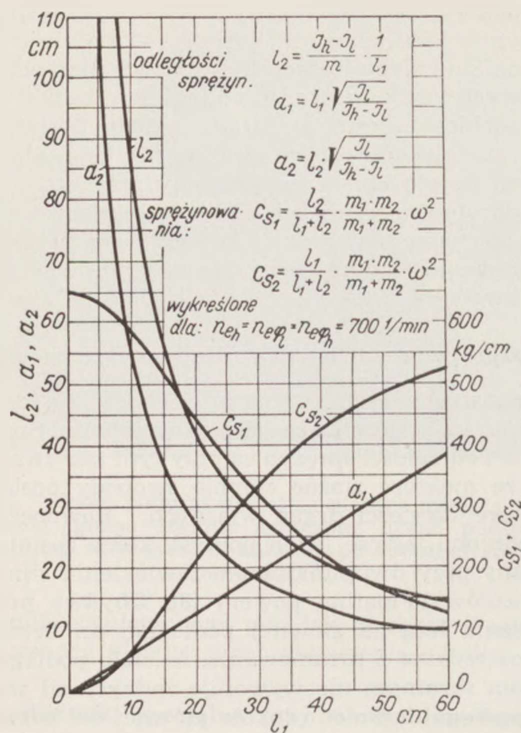


Rys. 15. Warstwy gumy prostopadłe do prostej przechodzącej przez środek ciężkości i punkt podparcia.

niczne sił obrotowych należy uważać jako najważniejsze wzbudzenia. Przeoczono przy tym, że moment obrotowy działa dokoła osi podłużnej silnika, z którą główna podłużna oś bezwładności tworzy kąt β. Odpowiednio do tego działa z całości momentu zmiennego $\pm M_d$, część momentu $\pm M_d \cos \beta$ dokoła głównej podłużnej osi bezwładności, a część $\pm M_d \sin \beta$ dokoła głównej pionowej osi bezwładności. Ostatni ten stopień swobody nie został jednak uwzględniony (rys. 12). Z powodu tego niedomagania przy systemie zawieszenia dwupunktowego, przewidziano urządzenie z zawieszeniem w czterech punktach.

Powtórzymy jeszcze raz szczegółowo jakie wymagania stawia się takiemu zawieszeniu i wyprowadzimy wynikające z nich zależności dla odległości sprężynowań i wzajemny stosunek stałych sprężyn.

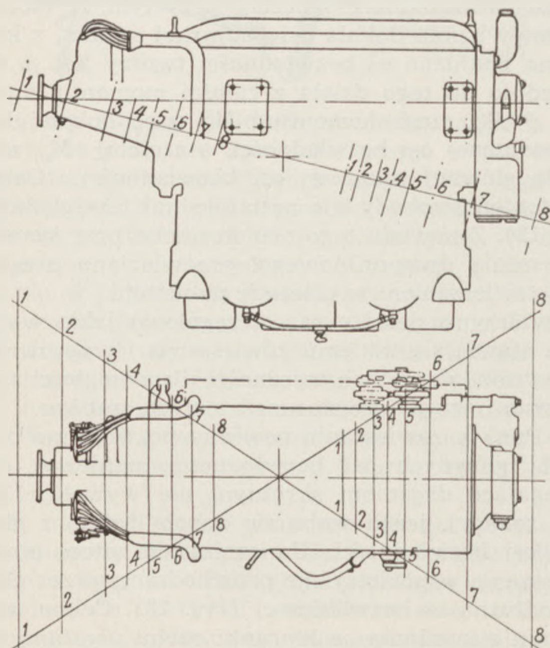
1) Punkty zawieszania powinny pozwolić na obrót dokoła głównych osi bezwładności, ponieważ ciało podlegające drganiom skrętnym nie wywołuje żadnych reakcyj, jeżeli waha się dokoła jednej z głównych osi bezwładności. Umieszcza się zatem punkty zawieszenia w płaszczyźnie przechodzącej przez główną podłużną oś bezwładności (rys. 13). Celem uproszczenia rozważania za kierunki ruchu uważamy podłużną, poprzeczną i pionową główną oś bezwładności oraz obroty dokoła tych osi.



Rys. 16. Sprężynowania oraz ich odległości dla przykładu czterocylindrowego silnika szeregowego (porównaj rys. 17).

2) Wszystkie sześć stopni swobody powinny być rozprzężone. Przy tym wypadkowe sił sprężyny powinny podczas samych przesunięć w kierunku trzech osi przechodzić przez środek ciężkości, podczas samego obrotu zaś dokoła osi, siły powinny być jednakowe w lewych i prawych względnie w przednich i tylnych punktach zawieszenia. Ten warunek ustala wartości stosunków pomiędzy sprężynowaniami i odległościami sprężyn w poszczególnych płaszczyznach drgań.

3) Związek pomiędzy sprężynowaniem oraz odstępami sprężyn we wszystkich kierunkach określają trzy warunki; mianowicie, że częstości drgań własnych powinny się pokrywać dla kierunków, w których działają wzbudzenia zasadnicze względnie o jednakowej częstości. Jak dalece warunek ten może być spełniony zależy to od rodzaju i formy elementów sprężynujących.



Rys. 17. Punkty zawieszenia dla czterocylindrowego silnika szeregowego.

Sprężynowanie ma być przedstawione przez warstwy gumy, które są wulkanizowane pomiędzy metalowymi płytkami i które dla osiągnięcia potrzebnej miękkości pracują w głównych kierunkach na ścinanie.

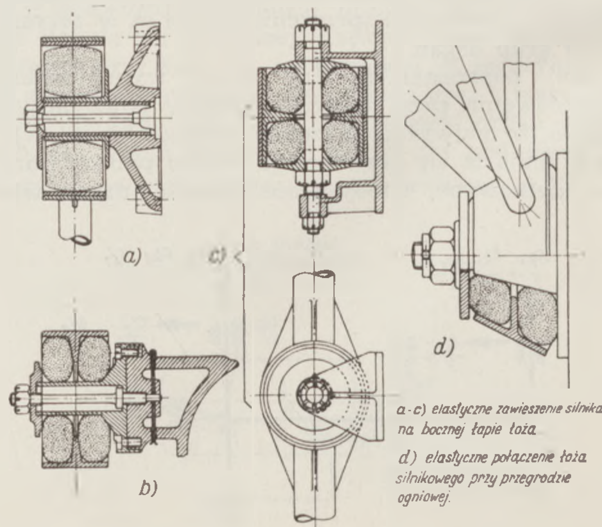
Przy układzie warstw gumowych pomiędzy żebrami, które są wpoprzek do podłużnej głównej osi bezwładności (rys. 14) warstwa gumy jest narażona na ścinanie przy drganiach w kierunku osi pionowej i poprzecznej oraz dokoła osi podłużnej i poprzecznej; w kierunku podłużnym narażona jest na rozciąganie i ściskanie, a dokoła osi pionowej na ścinanie oraz na rozciąganie i ściskanie. Ten stopień swobody dokoła głównej pionowej osi bezwładności posiada zatem z powodu kilkakrotnie większej sztywności gumy, przy obciążeniu na rozciąganie i ściskanie wyższą częstość drgań własnych aniżeli stopień swobody dokoła głównej podłużnej osi bezwładności. Obydwie częstości drgań własnych powinny się jednak pokrywać, ponieważ zostają wzbudzone przez składowe jednakowych momentów wzbudzeniowych.

Z tego powodu powinny być warstwy gumy ułożone w myśl rys. 15, pomiędzy żebrami, które są prostopadłe do prostej poprowadzonej ze środka ciężkości do punktu podparcia. Wtedy również podczas skręcania dokoła osi pionowej jest miarodajna niższa sztywność warstw gumy na ścinanie. Dla ruchów poprzecznych sprężynowanie jest twardsze, dla ruchów podłużnych bardziej miękkie.

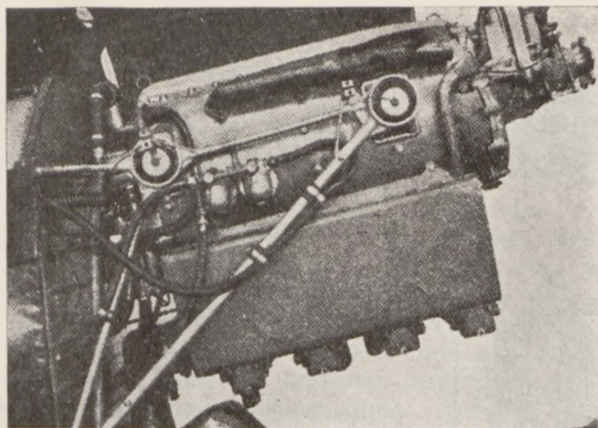
Jeżeli sztywność sprężynowania warstwy gumy dla rozciągania i ściskania oznaczymy przez c_r, zaś dla ścinania przez c_s to otrzymamy przy pomocy oznaczeń według rys. 15 następujące równania dla częstości drgań własnych:

a) drgania pionowe:

$$\omega_{pion}^2 \frac{M_1 \cdot M_2}{M_1 + M_2} = c_{s_1} + c_{s_2}$$



Rys. 18a — 18 d. Dawniejsze wykonania podkładek gumowych.



Rys. 19. Elastyczne zawieszenie czterocylindrowego silnika szeregowego (porównaj rys. 18a).

b) drgania poprzeczne:

$$\omega^2_{poprzecz}\frac{M_1\cdot M_2}{M_1+M_2}=c_{r_1}\frac{a_1}{\sqrt{l_1^2+a_1^2}}+c_{r_2}\frac{a_2}{\sqrt{l_2^2+a_2^2}}+$$
$$+c_{s_1}\frac{l_1}{\sqrt{l_1^2+a_1^2}}+c_{s_2}\frac{l_2}{\sqrt{l_2^2+a_2^2}}$$

c) drgania podłużne:

$$\omega^2_{podł}\frac{M_1\cdot M_2}{M_1+M_2}=c_{r_1}\frac{l_1}{\sqrt{l_1^2+a_1^2}}+c_{r_2}\frac{l_2}{\sqrt{l_2^2+a_2^2}}+$$
$$+c_{s_1}\frac{a_1}{\sqrt{l_1^2+a_2^1}}+c_{s_2}\frac{a_2}{\sqrt{l_2^2+a_2^2}}$$

d) podłużne drgania skrętne:

$$\omega^2_{\varphi\ podłuż}\frac{I_{p_1}\cdot I_{p_2}}{I_{p_1}+I_{p_2}}=a_1^2\cdot c_{s_1}+a_2^2\cdot c_{s_2}$$

e) poprzeczne drgania skrętne:

$$\omega^2_{\varphi\ poprz}\frac{I_{poprz_1}\cdot I_{poprz_2}}{I_{poprz_1}+I_{poprz_2}}=l_1^2\ c_{s_1}+l_2^2\ c_{s_2}$$

f) pionowe drgania skrętne:

$$\omega^2_{\varphi\ pion}\frac{I_{pion_1}\cdot I_{pion_2}}{I_{pion_1}+I_{pion_2}}=\left(a_1^2+l_1^2\right)\cdot c_{s_1}+\left(a_2^2+l_2^2\right)\cdot c_{s_2}$$

Rozważania tych równań wykazują, że można uzyskać jednakowe częstości drgań własnych dla trzech stopni swobody w kierunku głównej podłużnej osi bezwładności oraz dokoła głównej osi bezwładności tak podłużnej, jak i pionowej. Z tego wynikają pewne związki pomiędzy sprężynowaniami oraz ich ramionami przy uwzględnieniu zależności koniecznych dla rozprzężenia. Powyższe związki przedstawiają wzory podane na rys. 16.

Rys. 16 przedstawia również w formie krzywych te związki w funkcji odległości l_1 przednich punktów zawieszenia od poprzecznej osi bezwładności dla warunków czterocylindrowego silnika szeregowego. Potrzebne do obliczeń momenty bezwładności znaleziono przy pomocy metody wahadłowej. Obliczono nakreślone również sztywności sprężyn dla częstości drgań własnych $n_\omega = 700$ ¹/min. Dla trzech kierunków w głównej pionowej osi bezwładności oraz dokoła osi podłużnej i pionowej. Rys. 17 przedstawia dla danego silnika położenie przynależnych do siebie punktów zaczepienia sprężyn, z których oczywiście do użycia praktycznego nadają się tylko te, które leżą poza obrysem silnika. Dla wykonania zawieszenia wybrano położenia leżące mniej więcej w połowie pomiędzy punktami oznaczonymi przez 4 i 5. Z podanych wzorów wynika związek pomiędzy częstościami drgań własnych niewyrównanymi a trzema pokrywającymi się; miarodajnym jest dlatego oprócz momentów bezwładności mas, jeszcze stosunek sztywności na ściskanie ($c_{ścisk}$) do sztywności na ścinanie ($c_{ścin.}$)

$$\omega^2_{pion}=\omega^2_{\varphi\ podł}=\omega^2_{\varphi\ pion}=c_{ścin}\frac{M_1+M_2}{M_1\cdot M_2}$$

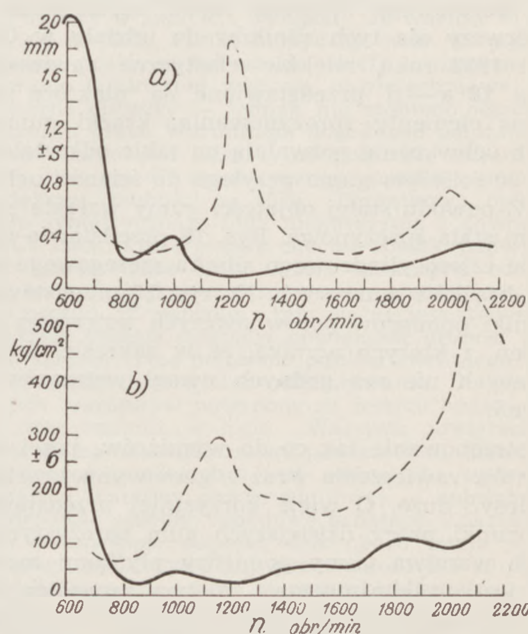
$$\omega^2_{poprz}=\omega^2_{pion}\left(\frac{c_{ścisk}}{c_{ścin}}\sqrt{\frac{I_{podł}}{I_{pion}}}=\sqrt{\frac{I_{pion}-I_{podł}}{I_{pion}}}\right)$$

$$\omega^2_{podł}=\omega^2_{pion}\left(\frac{c_{ścisk}}{c_{ścin}}\sqrt{\frac{I_{pion}-I_{podł}}{I_{pion}}}+\sqrt{\frac{I_{podł}}{I_{pion}}}\right)$$

$$\omega^2_{\varphi\ poprz}=\omega^2_{pion}\frac{I_{pion}-I_{podł}}{I_{poprz}}$$

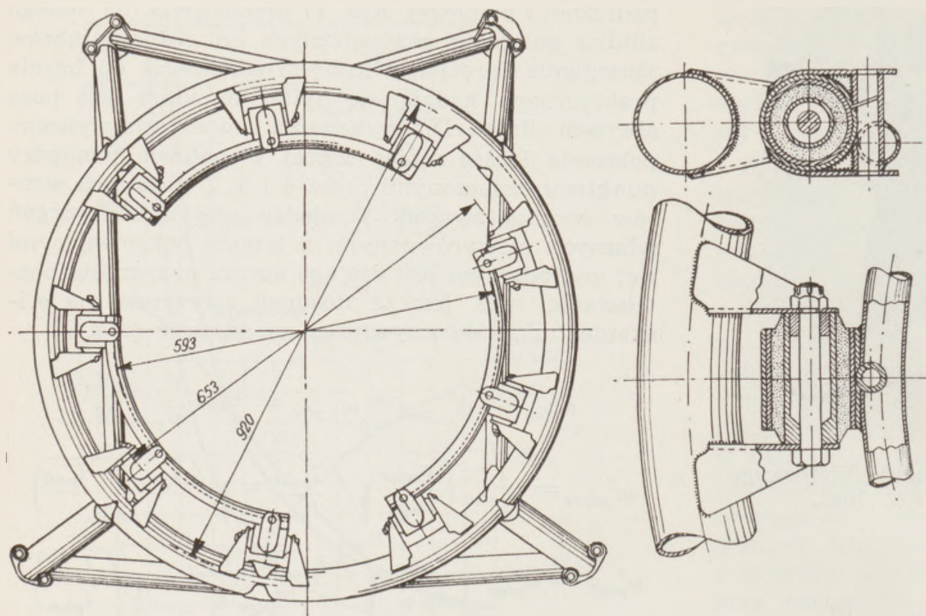
Dla wartości $\frac{c_{ścisk}}{c_{ścin}}$ przyjęto dla obliczenia stosunek 7 : 1. Wyboru częstości drgań własnych, a przez to określenia sztywności sprężyn trzeba w ten sposób dokonywać, ażeby możliwie wszystkie żądane zakresy obrotów były wolne od współbrzmienia.

W końcu należy zwrócić uwagę na to, że wybór częstości drgań własnych wpływa jedynie na sztywność sprężyn, które powinny ze sobą pozostawać w żądanych stosunkach. Wzajemne położenie punktów zawieszenia jest oczywiście zupełnie niezależne od wybranych częstości drgań własnych ponieważ są one określone jedynie przez warunek rozprzężenia i częściowego wyrównania.



Rys. 20. Wstrząsy oraz obciążenia przy sztywnym oraz elastycznym zawieszeniu silnika.

a) wstrząsy w płatowcu mierzone wibrografem Geigera, b) naprężenia w pręcie łoża silnikowego, zmierzone przyrządem DVL — Ritz-Dehnungsschreiber.



Rys. 21. Elastyczne zawieszenie styczne dla silnika Wright-Cyclone (według Zand i Peret, wzięte z Luschau Bd. 2, nr 8 str. 206, Abb.3).

Żądaniom tym można również zadość uczynić niezależnie od dalszego ustalenia głównych osi bezwładności jako osi drgań. Czy ustalenie to w rzeczywistości przynosi dosyć duże dodatkowe korzyści, pokaże dopiero w praktyce zachowanie się zawieszonego w ten sposób silnika.

IV. PRZYKŁADY WYKONANIA ORAZ WYNIKI POMIARÓW

Kiedy podczas Challenge'u w r. 1931 zaobserwowano silne drgania na samolotach z czterocylindrowymi silnikami szeregowymi, które były wynikiem swobodnych sił masowych oraz harmonicznych momentu obrotowego drugiego rzędu, zastosowano po raz pierwszy dla tych silników do udziału w Challenge'u 1932 roku miękkie elastyczne zawieszenie. Na rys. 18 a — d przedstawione są niektóre użyte wówczas elementy sprężynowania: krążki gumowe, których uchwycenia pozwalają na takie odkształcenie gumy, że ściśnięta guma przylega do ścianek uchwycenia. Z powodu stałej objętości gumy wzrasta z ściskaniem stała sprężynowa. Rys. 19 przedstawia umocowania czterocylindrowego silnika szeregowego przy użyciu krążków gumowych. Na rys. 20 przedstawione są wyniki pomiarów porównawczych wstrząsów oraz naprężeń, z których wynika, że w zakresie obrotów użytkowych nie ma godnych uwagi wstrząsów ani naprężeń.

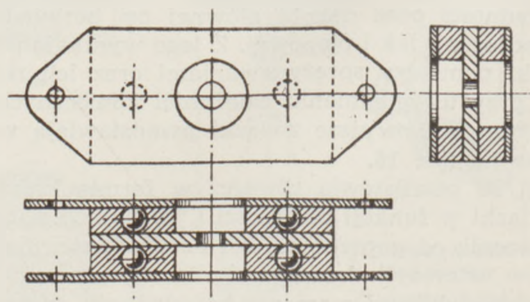
Zapotrzebowanie tak co do wymiarów, jak i wagi elementów zawieszenia wraz z gumowymi krążkami, było dosyć duże. O wiele korzystniej przedstawiają się warunki pracy dzisiejszych gum sprężystych, w których warstwa gumy pomiędzy płytkami metalowymi jest wulkanizowana. W tym wypadku może być wykorzystana duża miękkość gumy przy naprężeniach ścinających.

W omówionych dotąd sprężynach gumowych włączono sprężynowanie pomiędzy łoże silnikowe a silnik, względnie zawieszono łoże na płatowcu tak, że pozostaje oprócz tego możliwość skonstruowania łoża elastycznego samego w sobie. Junkers rozwinął elastyczne łoże silnikowe ze sprężystymi prętami kraty. Sprężyny są skonstruowane jako układ stalowych lameli z tłumieniem tarciowym, dzięki któremu główka zastrzałowa może byś w różny sposób umocowana w zastrzale. Na miejscu układów lamelowych w ostatnich czasach mocuje się główkę zastrzałową przy pomocy wulkanizowanej warstwy gumowej w tulei, która jest umieszczona w zastrzale. Taki sposób budowy wymaga niewielkiego zwiększenia ciężaru w stosunku do sztywnego łoża.

Rys. 21 przedstawia zawieszenie silnika (według Zand'a i Peret'a [9]) gwiazdowego w sposób odpowiadający postawionym wymaganiom tak, że dopuszczony jest zasadniczo tylko ruch obrotowy dokoła podłużnej osi silnika.

Świadomego zrezygnowania z niektórych stopni swobody domaga się M. M. Julien; według jego danych należałoby uniknąć ruchów kątowych osi wału wykorbionego, ponieważ wywołałyby one drgania krytyczne z powodu działania żyroskopowego obracającego się śmigła i wału.

W tym celu używa on sprężyn gumowych, które pozwalają jedynie na równoległe przesunięcie w kierunku stycznym oraz promieniowym. Jednak ograniczanie tych stopni swobody jest o tyle niebezpieczne, że współbrzmienia dla „uwięzionych" stopni swobody, z powodu istniejącej już elastyczności sztywnego łoża oraz płatowca, mogłyby wpaść w zakres obrotów użytkowych. W niektórych wypadkach specjalne powody mogą sprzeciwiać się idealnie elastycznemu zawieszeniu silnika, jak np. zabudowanie broni przy silniku, które również w locie po krzywiźnie wymaga zachowania kierunku osi. Jak dalece można z zamierzonymi rozwiązaniami kompromisowymi odstąpić od spełnienia teoretycznych wymagań, można dopiero stwierdzić na podstawie wyników dalszych pomiarów.



Rys. 22. Podkładki gumowe z zastosowaniem kulek stalowych celem zapewnienia równoległych przesunięć (według Julien, wzięte z Luschau Bd. 2. nr 12. Str. 294, Abb. 4).

V. STRESZCZENIE

Należy ograniczyć działanie wzbudzenia drgań przechodzących z zespołu napędowego na płatowiec i załogę. Podaje się możliwe przyczyny wzbudzenia drgań, tkwiące w śmigle oraz w silniku. Nawet przy teoretycznie zupełnym wyważeniu mas i równomiernym biegu, powstają zawsze wzbudzające harmoniczne sił masowych, momentu obrotowego względnie sił w prowadnicy. Celem uniknięcia współbrzmienia oraz celem zmniejszenia sił wzbudzających drgania, które przechodzą na płatowiec, zawiesza się silnik w sposób elastyczny. Wytyczne z punktu widzenia techniki drgań, których należy przestrzegać, wyprowadzone są na podstawie krzywej współbrzmienia wahadła o charakterystyce liniowej oraz z rozważania ciała elastycznie zewsząd podpartego. Przy elastycznym zawieszeniu silnika należy uwzględnić wszystkie sześć stopni swobody. Podane jest zawieszenie dla silników szeregowych, gdzie sześć stopni swobody jest rozprzężonych oraz trzy z nich posiadają jednakową częstość drgań własnych. Osiami drgań są przy tym główne osie bezwładności. Pokazane są niektóre dawniejsze oraz nowe przykłady rozwiązania elastycznego zawieszenia oraz stwierdzone przy pomocy wyników pomiarowych korzyści elastycznego zawieszenia.

LITERATURA

[1] H. Lorenz: Dynamik der Kurbeltriebe. B. G. Teubner, Leipzig 1901.

[2] O. Kölsch: Gleichgang und Massenkräfte bei Fahr- und Flugzeugmaschinen. J. Springer, Berlin 1911.

[3] H. Schrön: Kurbelwellen mit kleinsten Massenmomenten. J. Springer, Berlin 1932.

[4] J. P. Den Hartog: Mechanische Schwingungen. J. Springer, Berlin 1937.

[5] A. Stieglitz: Drehschwingungen in Reihenmotoren. Jahrbuch der DVL 1929, str. 449.

[6] V. Blaess: Über den Massenausgleich rasch umlaufender Körper. Z. Angew. Math. Mechn. 1926, str. 429.

[7] B. v. Schlippe: Jahrbuch 1937 der Deutschen Luftfahrtforschung, str. II. 103.

[8] P. M. Heldt: Up from 1925 flexible engine mountings progress to damping of torsional as well as reciprocatory vibration. Automot. Industr. Tom 66 (1932), str. 184.

[9] St. Z. Zand und G. Perot: Elastische Aufhängung der Flugmotoren. Aéronautique Tom 18 (1936), Nr 205, Aérotechnique (1936) Tom 15, Nr 162, str. 74.

[10] M. M. Julien: La Suspension elastique des moteurs d'aviation. J. Soc. Ing. de l'Automob. Tom 10 (1936) Nr 7, str. 306. Übersetzung in Luschau. Tom 2 (1936), Nr 12, str. 293.

[11] J. M. Tyler: Aircraft — engine installation vibration problems. S. A. E. Journal Tom 40 (1937), Nr 6, str. 252.

[12] B. Riediger: Federnde Lagerung des Antriebsmotors in Kraftwagen und Flugzeugen. Z. VDI. Tom 81 (1937), Nr 25.

Badania nad zjawiskiem oporu na podstawie teorii warstwy przyściennej

W osiągach dzisiejszych samolotów tak już wykorzystano wszystkie podstawowe i łatwiej uchwytne prawa aerodynamiczne, że dalszy postęp w tej dziedzinie jest możliwy jedynie na drodze rozpoznania i dokładnego zbadania subtelnych zjawisk, które były dotychczas nieznane (przynajmniej ilościowo) względnie włączane jako części składowe ogólniejszych — „złożonych" wielkości.

Potrzeba wydzielenia i analizowania tych zjawisk wynika a jednocześnie jest umożliwiona przez stałe wyjaśnianie różnic pomiarów aerodynamicznych w tunelu i w locie.

Jednym z interesujących dziś i będących na warsztacie prac wielu instytutów badawczych zagadnień jest zjawisko opływu ciała w bezpośredniej bliskości jego powierzchni w tzw. warstwie przyściennej.

Podajemy w tym miejscu ciekawe uwagi na ten temat, zawarte w Nr 10 (1939) Flugsportu.

Opór płata zupełnie gładkiego jest jedynie oporem kształtu i jako taki zależnym od kształtu profilu, który określa rozkład ciśnień oraz położenie punktu zamiany opływu laminarnego na turbulencyjny. Jeżeli zatem powyższe czynniki są znane, możnaby w łatwy sposób obliczyć opór profilu. Niestety, nie ma sposobu teoretycznego, ażeby dokonać takiego obliczenia, uwzględniając różne stopnie burzliwości tunelów, względnie wolnej atmosfery. Dopiero na drodze doświadczalnej, dzięki badaniom w locie, można było stwierdzić następujące zależności: punkt zamiany (krytyczny) opływu laminarnego na turbulencyjny w atmosferze wolnej znajduje się dalej w tyle niż w tunelu przy tej samej liczbie Reynoldsa. Dlatego pomiary w tunelu wykazują za duży opór. Położenie punktu oderwania strug laminarnych zależne jest od gradientu ciśnienia, a tym samym od kształtu profilu. Co do wykorzystania tego wyniku, powstają dwa pytania:

1. W jakim stopniu istnieje zależność położenia punktu zwrotnego od liczby Reynoldsa.

2. Jakie są możliwości wpływu nań przy pomocy zmiany kształtu profilu.

Odpowiedź na pierwsze pytanie jest o tyle trudna, że nie można stworzyć idealnych warunków w locie, tj. nie można wykluczyć wpływu strumienia zaśmigłowego, lotek oraz klap do lądowania.

Odpowiedź na drugie pytanie jest łatwiejsza. Punkt zwrotny leży tym bardziej w przodzie, im cieńszy jest profil; dla płytki zaś leży praktycznie na krawędzi przedniej przy liczbach Reynoldsa powyżej $5 \cdot 10^6$ (w tunelu nadciśnieniowym). Dla profilu o grubości 25% tylne położenie tego punktu znajduje się w 20% cięciwy. Pomiary w skali 1:1 wykazały, że wartość ta zwiększyła się do 40%. Punkt krytyczny może w najlepszym wypadku pójść w tył aż do strefy oznaczonej przez oderwanie laminarnej warstwy powierzchniowej. Punkt ten można obliczyć — jednak nie zrobiono jeszcze tego dla profilu płata. Warunkiem dogodnego położenia punktu zwrotnego jest duże tylne położenie minimum ciśnienia, jak np. dla symetrycznego profilu z położeniem największej grubości w 40%. Początkowa opinia dla profilu symetrycznego była niekorzystna z powodu małych C_y max., które jednak obecnie zostało podwyższone przez zastosowanie klap. Celem uniknięcia oderwania strug na końcu skrzydła, nie należy używać zbyt cienkiego profilu. W związku z tym ważne jest stwierdzenie, do jakiego stopnia możnaby powiększać grubość profilu, a tym samym tylne położenie punktu zwrotnego, dopóki nie wystąpią niekorzystne oddziaływania. Do wyjaśnienia tych warunków potrzebne są jeszcze badania tunelowe oraz badania w locie. Warstwa powierzchniowa jest czuła na nieregularności powierzchni, dlatego wysoka dobroć powierzchni jest ważną dla wytworzenia laminarnej warstwy powierzchniowej — należałoby zatem stosować zespoły napędowe pchające. Znaczną część oporu całkowitego stanowi obok oporu tarcia powierzchniowego, opór wywołany przez chłodzenie silnika. Jako środki zaradcze znane są warunki korzystnego zabudowania silników chłodzonych płynem albo powietrzem. Wpływy te występują siłą rzeczy jaskrawiej na małych samolotach. Ideałem byłoby całkowite wciągnięcie silnika do wnętrza płatowca, ażeby otrzymać linie opływowe ciągłe, co jednak nie zawsze da się konstrukcyjnie rozwiązać.

Inż. Ryszard Dyrgałła

Przegląd techniki lotniczej

Czasopisma

Parę uwag na temat dotychczasowych rezultatów otrzymanych z silnikami na paliwo ciężkie dla napędu samolotów

Léonce Keuleyan

Quelques notes sur les résultats obtenus à ce jour avec le moteur à huile lourde pour avion L'Aéronautique, Juin 1938, № 229.

Francja. Wydaje się, iż we Francji utrzymuje się klasyczny czterosuw o małej mocy jednostkowej. Jeden z konstruktorów zaproponował przepłukiwanie wolne i przymusowe, a jednocześnie przedłużone rozprężanie. Regulacja optymalnego stopnia sprężania jest w tym wypadku łatwa i bezpośrednia. Studia jednak nad tym silnikiem nie są popierane.

Silnik Coatalen ma mieć według konstruktora zużycie 153 gr/KMgodz, co wydaje się wyjątkowe i odpowiadałoby sprawności termodynamicznej 44,3%.

Niemcy. Junkers buduje 2-takty o tłokach przeciwbieżnych i 2 wałach korbowych połączonych przekładniami zębatymi. „Jumo" 205 daje z litra 43 KM., obecnie zaś ma dawać 50 KM przy średnim ciśnieniu efekt. 7 do 8 kg/cm² (co odpowiadałoby 16 do 19 kg/cm² w silniku 4-otaktowym). Silniki te pracują na regularnych liniach Lufthanzy i wielu samolotach wojskowych Rzeszy. Hydroplan Dornier Do18, wyposażony w 2 silniki „Jumo" 205, pobił w dniach 27 — 29 marca 1938 r. rekord lotu w linii prostej o prawie 1400 km, pokrywając 8400 km w 48 godzin, co daje przeciętną blisko 2000 km/godz.

Daimler-Benz buduje 4-takty bez i z doładowaniem. Wersja na paliwo ciężkie silnika D.B.600 jest w stadium realizacji według klasycznej formuły tej firmy: 2 zawory wlotowe, 2 wydechowe, wstępna komora spalania pośrodku. Prowadzone są jednak studia nad 2-u taktem.

Stany Zjednoczone. Znani badacze Whitney i Foster podczas jednej z konferencji SAE złożyli sprawozdanie z wyników badań, jakie przeprowadzili w NACA na jednocylindrówkach 4-taktowych, zaopatrzonych w komorę spalania o regulowanym zwirowaniu, dzięki czemu silnik może pracować — wbrew dotychczasowemu mniemaniu — bez nadmiaru powietrza przy 2500 obr/min, ze średnimi ciśnieniami 18 kg/cm². Nadciśnienie ładowania 0,700 kg/cm²; zużycie paliwa 175 gr/KMgodz.

Pp. Whitney i Foster podali do wiadomości na tej samej konferencji ostatnie wyniki z 2-taktami. Wyniki te przeszły wszystko to, co osiągnięto do tej pory, biorąc pod uwagę także Junkersa, który otrzymuje nie więcej jak 43 do 50 KM z litra przy średnim ciśnieniu efektywnym 8 kg/cm² i maksymalnych ciśnieniach 100 kg/cm.² W. i F. stosują przepłukiwanie jednokierunkowe przez 8 szczelin, które odkrywa tłok na końcu suwu; wydech przez 4 zawory w głowicy. Objętość skokowa 1,930 l.; obroty 2400 obr/min; średnia szybkość tłoka 14,5 m/sek. Ciśnienie przepłukiwania 0,703 kg/cm.²; ciśnienie średnie 13 kg/cm² odpowiadające mocy 70 KM z litra. Powiększenia tej mocy spodziewają się na skutek ulepszenia przepłukiwania; żaden lotniczy silnik na paliwo lekkie nie miał takich wyczynów.

Pp. W. i F. porównali także silnik na paliwo lekkie o liczbie oktanowej 100 z Dieselem. Uważają oni, iż zużycie 173 gr/KMgodz stanowi dolną granicę możliwości silnika na paliwo o l. o. 100. Ponadto średnie ciśnienie efektywne przy starcie będzie ograniczone zjawiskiem detonacji do 14 kg/cm.². Wreszcie wysnuli wnioski, iż po pierwsze moc przy starcie silnika Diesela jest równa lub wyższa od mocy silnika na paliwo o l. o. 100, a po drugie Diesel ma wyższą moc przelotową przy tym samym zużyciu paliwa.

Wielka Brytania. Bristol miał wykonać próby równoległe z Ricardo na jednocylindrówce 2-taktowej o jednokierunkowym przepłukiwaniu; silnik ten posiada jedną tuleję suwakową, przepłukiwanie w dolnym położeniu tłoka, wydech przez rząd szczelin dokoła komory spalania.

Ricardo otrzymał na swoim cylindrze o średnicy 127 i skoku 140 mm 37,5 KM z litra przy 2500 obr/min przy maksymalnych ciśnieniach spalania nie przekraczających 75 kg/cm²; ciśnienie przepłukiwania 0,56 kg/cm²; zużycie paliwa 172 gr/KMgodz. Silnik ten nie posiada podobno pierścienia uszczelniającego głowicę, co upraszcza konstrukcję i ułatwia chłodzenie.

Próba 50-godzinna powiodła się w zupełności. Zapuszczenie i zwalnianie silnika nawet przy niskim stopniu sprężania nie przedstawiało żadnych trudności.

Maksymalne ciśnienia spalania przy próbach w Niemczech, Anglii i Ameryce nie przekraczały 70 kg/cm² tylko Junkers osiągnął 103 kg/cm².

Ciśnienia rządu 70 kg/cm² wydają się wysokie; jednak silniki na paliwo o l. o. 87 już je osiągają. Dla silników na paliwo o l. o. 100 ciśnienia będą wyższe; pociągnie to za sobą wzrost wagi silnika benzynowego, który straci tym samym atut lekkości w stosunku do Diesela.

Autor spotkał się niedawno ze zdaniem, że żaden silnik na paliwo ciężkie nie mógł odbyć 50-godzinnej homologacji; fakty mówią co innego.

Silnik Rolls-Royce „Condor", przerobiony przez RAE w Farnborough, przeszedł nieraz 50 godzin; próbę unieważniono z powodu minimalnej zmiany części. Jednak nigdy nie powiedziano, że nie wytrzymały tłoki lub pierścienie.

„Phoenix" Bristola też odbył 50-godzinną homologację. Zamontowany zaś na dwupłatowiec Westland, odbył wiele godzin lotu i osiągnął 11 maja 1934 r. wysokość 8370 m. Zarzucenie tych obydwu silników jest przypisywane wyłącznie ich małej mocy jednostkowej. Autor nie popiera twierdzenia, że 4-takt został zdeklasowany przez 2-takt. Znajdzie on swoje zastosowanie w wypadkach specjalnych, lecz pod warunkiem, że da wyższą moc jednostkową przy zmienionych ciśnieniach maksymalnych. Przykładem może być niemiecki silnik L.O.F.-6, który dał średnie ciśnienie ef. 9 kg/cm², zużycie paliwa 160 gr/KMgodz w locie na 75% mocy normalnej i zużycie oleju 4 gr/KMgodz.

Moc tego silnika wynosi 1200 KM.; nadmiar powietrza przy tej mocy tylko 7%; ciśnienia maksymalne 50 — 60 kg/cm². Wersja specjalna tego silnika przewiduje moc 1300 KM; średnie ciśnienie efektywne wzrasta do 11,2 kg/cm.², co jest godne uwagi dla silnika niedoładowanego i odpowiada wynikom silników doładowanych NACA.

Tłoki i pierścienie tego silnika nastręczyły trochę kłopotu przy pierwszym przelocie do Ameryki Płd.; przez zastosowanie innego stopu trudności te zupełnie usunięto.

Te trudności w 4-takcie wydają się być zależne raczej od dobrego spalania, niż wytrzymałości części. Sil-

niki wagonów motorowych mają obroty 1200 do 1500 obr/min. Pracują one w dużo gorszych warunkach, gdyż dopiero po 1500 godzinach demontuje się głowice i szlifuje zawory. Byłoby zadziwiające, gdyby części silnika lotniczego 4-taktowego nie mogły wytrzymać 30-godzinnej ciągłej pracy. Rzecz byłaby bardziej zrozumiała dla 2-taktu o tłokach przeciwbieżnych, w którym tłoki sterują wydech, otrzymują uderzenie ognia i nie oddają ciepła. Wydaje się niezmiernie korzystne — jak to zaproponował Ricardo i wykonało Tow. Weston — chłodzenie dna tłoka wtryskiem oleju przez otwór w łbie korbowodu.

„Merlin“, który ma te same obroty co silnik M. 14 daje o 4 KM. z litra więcej. Silnik 12Y21 o pojemności 36 l, dał moc 1200 KM podczas 2 godzin i 1300 KM podczas 1 godziny, przy ciśnieniach średnich ef. 12,5 kg/cm.^{2} i 13 kg/cm^2, co odpowiadało 33 i 36 KM z litra; niema jednak danych co do trwałości w pracy. Jeśli porównamy te wyniki z tymi, jakie otrzymano w NACA z silnikami 4-taktowymi na paliwo ciężkie, nie można zrozumieć, czemu konstrukcja tych silników nie posunęła się naprzód.

Co się tyczy 2-suwów, to należy wspomnieć o silniku M.A.N., który był przeznaczony dla Z. 129; znalazł on zastosowanie w Marynarce Rzeszy. Budowany seryjnie (karter spawany z blach stalowych) ważył tylko 1200 kg. Marynarka użytkowuje go na moc 1000 KM przy 1000 obr/min, lecz był on budowany na 1200 KM przy 1200 obr/min, przy szybkości tłoka 12 m/sek. Przepłukiwanie odbywa się tu nie w jednym kierunku, lecz według zasady podwójnego zwrotu — co jest przyjęte przez tę firmę — i zresztą nie daje maximum mocy jednostkowej.

Przeciwieństwo poglądów między specjalistami NACA i konstruktorami amerykańskimi lotniczych silników na paliwo lekkie wstąpiło w nową fazę. Niektórzy z tych ostatnich zostali wezwani przez Army Air Corps, aby przedyskutować konstrukcję silnika na paliwo ciężkie; mieli oni dostać dyrektywy wynikające z doświadczeń NACA. Komitet specjalistów poweźmie decyzję w imieniu rządu amerykańskiego, o współudziale U. S. Army i U. S. Navy w sprawie rozwoju silnika dużej mocy na paliwo ciężkie. Wydaje się prawdopodobne, że Army Air Corps zainteresuje się silnikiem o mocy rzędu 2000 KM.

Badania w locie zagadnienia korków parowych

N. F. Scudder,

Flight Test Research on the Problem of Vapor Lock Journal of the Aeronautical Sciences, December 1938

Wstęp

Pierwsze instalacje paliwowe były typu opadowego, bardzo proste. Wskutek wymagań aerodynamiki poczęto następnie wbudowywać wszystkie elementy w kadłub i skrzydła; instalacje stały się przez to bardziej złożone. Kolana, połączenia, zaworki, działanie gorąca silnika zaczęły powodować powstawanie t. zw. korków powietrznych lub parowych, tj. pęcherzy powietrza lub pary paliwa w przewodach, powodujących z kolei przerywanie dopływu paliwa. W celu usunięcia tych zjawisk zaczęto stosować pompy paliwowe. Dzięki temu osiągnięto zadawalające działanie instalacji paliwowych na pewien czas, póki nie podniosły się znacznie osiągi samolotów. Wtedy zaczął występować szereg zaburzeń w działaniu instalacji silnikowych, spowodowanych dwiema własnościami paliwa: jego lotnością oraz zdolnością rozpuszczania powietrza. Ta druga właściwość nie jest powszechnie dostatecznie znana. Na skutek badań, przeprowadzonych przez lotnictwo wojskowe Stanów Zjednoczonych Ameryki Północnej, poprawiono znacznie działanie instalacji paliwowych samolotów o bardzo wysokich osiągach, usuwając przyczyny zaburzeń związanych z konstrukcją, wydajnością i położeniem pomp paliwowych i przewodów zasilających oraz działaniem zaworków zwrotnych. Dzięki temu osiągnięto sprawne działanie instalacji do stosunkowo dużych wysokości.

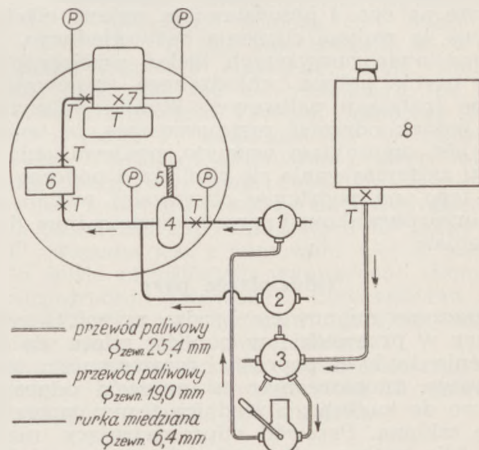
Całkowite rozwiązanie tego problemu przyniosły badania Towarzystwa The Glenn L. Martin, opisane poniżej.

Wstępne badania

Najpierw przeprowadzono wstępne obserwacje podczas prób 2-silnikowych samolotów bombowych. Stwierdzono, że w porze letniej występował często prawie całkowity spadek mocy podczas wykonywania próbnych wznoszeń na wysokości około 4000 m i wyżej, w porze zimowej zaś tylko powyżej 6000 m. W pewnych wypadkach samolot o pułapie praktycznym 7000 m nie mógł utrzymać się w locie poziomym na wysokości 5800 m. Analizator spalin Cambridge wykazywał anormalne wahanie się składu mieszanki.

Przeprowadzono obserwacje temperatury paliwa. Paliwo pobierano ze zbiorników podziemnych o temperaturze 27^0—29^0. Gdy po napełnieniu zbiorników samolot stał 2—3 godziny na słońcu, temperatura paliwa w górnej części zbiorników osiągała 35^0. Termopara, umieszczona w środku strumienia paliwa w przewodzie przy gaźniku wykazała, że przyrost temperatury paliwa na wlocie do gaźnika, zarówno na ziemi, jak i w locie, nie przekraczał 3^0, w stosunku do temperatury paliwa wychodzącego ze zbiornika. Wydatny spadek temperatury paliwa w zbiorniku i przy wejściu do gaźnika zachodził dopiero po osiągnięciu znacznej wysokości.

Gdy ochłodzono zbiornik z paliwem do 15,5^0, przy czym podczas prób temperatura paliwa na wlocie do gaźnika wynosiła 15,5^0—16,5^0, skład mieszanki wahał się wprawdzie, ale silniki nie przerwały.



Rys. 1. Schemat układu paliwowego.

1 — kurek rozdzielczy
2 — kurek zasilania poprzecznego
3 — kurek do przełączania zbiorników
4 — pompa paliwowa
5 — giętki wał
6 — chłodnica paliwa
7 — komora pływakowa gaźnika
8 — jeden z 4 zbiorników paliwowych
T — termopary
P — manometry ciśnienia paliwa

Badanie działania instalacji paliwowej

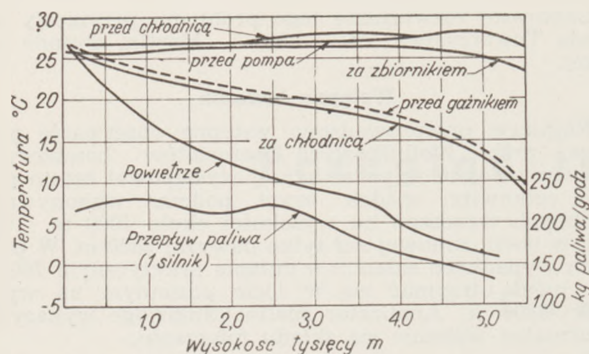
Na skutek osiągnięcia dobrych wyników przy użyciu paliwa przechłodzonego uznano, że temperatura paliwa jest czynnikiem ważnym i postanowiono zbadać ciśnienia i temperatury, występujące w instalacji paliwowej, oraz działanie chłodnic paliwa.

Umieszczono chłodnice paliwa między pompą paliwową a gaźnikiem, oraz termopary w strumieniu paliwa w miejscach oznaczonych na rys. 1 krzyżykami; ciśnienia mierzono w punktach oznaczonych na tymże rysunku kółkami z literą P.

Wynik pomiarów temperatur podczas normalnego wznoszenia podaje rys. 2.

Rys. 3 przedstawia przebieg zmian temperatury w komorze gaźnika w próbnej instalacji podczas podobnego wznoszenia, przy czym termopara była w tym wypadku wprowadzona przez otwór u góry gaźnika i całkowicie zanurzona w paliwie.

Z rys. 2 i 3 wynika, że na drodze paliwa od zbiornika poprzez pompę do wlotu do chłodnicy temperatura wzrosła nieznacznie; mała zmiana temperatury wystąpiła na drodze od chłodnicy do gaźnika, oraz ochło-



Rys. 2. Zmiany temperatur w układzie paliwowym.

dzenie przy wchodzeniu do komory pływakowej gaźnika. Rys. 2 przedstawia skuteczność chłodnicy.

Zmiany ciśnień były następujące: na wlocie do pompy ciśnienie wynosiło od —32 do +25 mm Hg w odniesieniu do ciśnienia statycznego, w całym zakresie użytkowania samolotu. Ciśnienie na wylocie z pompy było o 10—15% wyższe od ciśnienia na wlocie do gaźnika, które z kolei zmieniało się w granicach 210—280 g/cm². Ciśnienie w komorze było zmienne; średnie ciśnienie na poziomie morza było niższe o prawie 25 mm Hg od ciśnienia statycznego, a na wysokości 5500 m niższe o przeszło 25 mm Hg od ciśnienia statycznego. Wahania ciśnienia dochodziły do 50% ciśnienia średniego; podobne wahania zachodziły we wskazaniach analizatora spalin Cambridge.

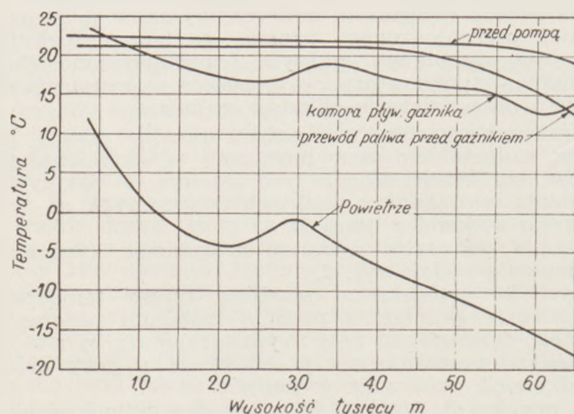
Krzywe na rys. 4 przedstawiają zmiany ciśnienia pary paliwa ze zmianą ciśnienia bezwzględnego.

Na podstawie powyższych badań wyciągnięto wniosek, że użycie paliwa chłodzonego zapewnia lepsze działanie instalacji paliwowej. Wyniki dalszych badań kazały jednak odrzucić przypuszczenie, że temperatura paliwa jest czynnikiem ważnym, ponieważ zdarzały się wypadki zatrzymywania się silników i podczas chłodów. Wobec tego, na podstawie obserwacji wahań ciśnienia w komorze pływakowej, przedsięwzięto inną drogę postępowania.

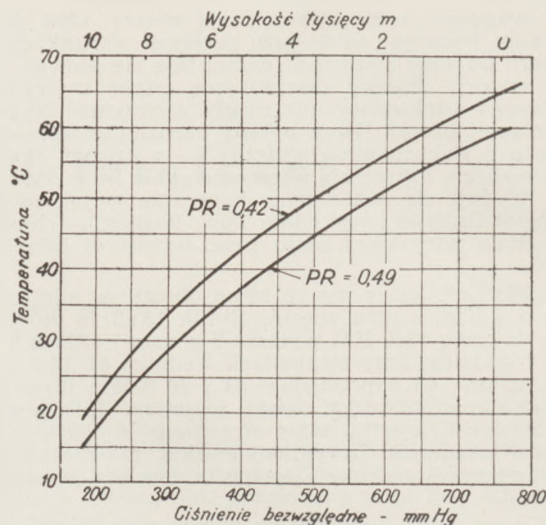
Oddzielacze pary

Umieszczono mianowicie bardzo prymitywny oddzielacz pary w przewodzie w pobliżu wlotu do gaźnika. Urządzenie to było poprostu rozszerzeniem przewodu zasilającego, zaopatrzonym w przewód odprowadzający paliwo do kadłuba, o średnicy 6 mm, przez zaworek i rurkę szklaną. Przewód odprowadzający nie odprowadzał tyle paliwa, aby wpłynęło to na ciśnienie paliwa.

Wykonano wznoszenia z otwartym zaworkiem w przewodzie odprowadzającym. Na poziomie morza paliwo przepływało bez pęcherzyków; na wysokości około 1000 m. w rurce szklanej pokazywały się pojedyncze pęcherzyki; na wysokościach 3500—4500 m. przez rurkę szklaną przechodził głównie gaz z pewną ilością płynu. Silniki nie zatrzymały się, gdy zaworki w przewodach



Rys. 3. Temperatury w układzie paliwowym przy uwzględnieniu komory pływakowej.



Rys. 4. Temperatury wrzenia paliwa przy różnych ciśnieniach otoczenia.
PR — prężność par wg. Reida w kg/cm²

odprowadzających były otwarte, ale stawały natychmiast albo po krótkim czasie, gdy zaworki przewodów odprowadzających zostały zamknięte, na wysokości 5800—6400 m.

Pierwsze badane oddzielacze były nie bardzo skuteczne, ponieważ nie zmniejszały dostatecznie szybkości przepływu i nie oddzielały całkowicie gazu od płynu. Na podstawie tych badań stwierdzono, że znaczna ilość gazu znajdującego się w paliwie wyzwalała się, gdy bezwzględne ciśnienie powietrza spadło; wydalenie tego gazu polepszało działanie silników.

Wykonano następnie szereg innych oddzielaczy. Rozwiązanie pokazane na rys. 5 okazało się bardzo skuteczne. Przy zastosowaniu takich oddzielaczy nie tylko ustąpiły zaburzenia pracy silników, ale i stosunek paliwo/powietrze, wskazywany przez analizator spalin Cambridge pozostawał stały. W miarę wznoszenia się potrzebne było tylko nieznaczne podregulowywanie składu mieszanki przy pomocy dźwigienki, przy czym reakcje analizatora spalin były zawsze zgodne co do kierunku i wielkości z ruchami dźwigienki regulacji składu mieszanki. Próby te przeprowadzono do wysokości około 8000 m.

Ostateczne próby oddzielaczy

Przeprowadzono próby z samolotem o szybkości wznoszenia ponad 9 m/sek na poziomie morza i 6,5 m/sek na wysokości około 5000 m. W locie poziomym na poziomie morza na mocy przelotowej obserwowano przechodzenie przez przewód pojedyńczych pęcherzy gazu (widocznych w rurce szklanej wbudowanego w przewód przyrządu do mierzenia ilości cieczy i gazu, przechodzących przez przewód). Podczas wznoszenia na pełnej mocy ilość gazu wzrosła do maksimum na wysokości 3000 m i spadła prawie do zera na wysokości 7000 m. Największy przepływ wynosił 660 cm³/min po sprowadzeniu do warunków wzorcowych, albo 14,25% objętości zużywanego paliwa.

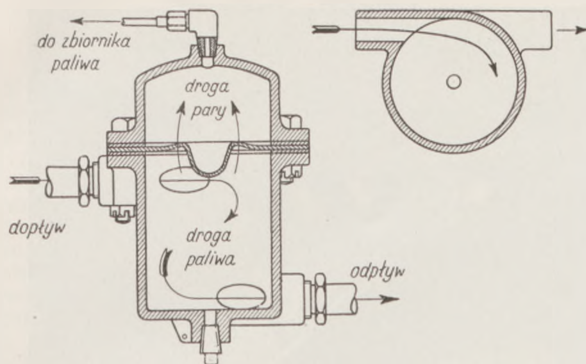
Wyniki analizy próbki gazu w przyrządzie Orsata były następujące:

CO_2	1,3%	objętościowo
O_2	18,1%	,,
N_2 i gazy obojętne	51,1%	,,
Paliwo	29,5%	,,

Znaczy to, że około 70% gazu oddzielonego stanowiło powietrze, a reszta pochodziła z paliwa. Składniki powietrza dosięgały 10% objętości paliwa, co stanowi dobitny dowód rozpuszczalności powietrza w paliwie.

Wnioski i zalecenia.

Z powyższych badań wynika, że z paliwa wydala się stosunkowo duża ilość rozpuszczonego w nim gazu, gdy bezwzględne ciśnienie spada przy wznoszeniu się na



Rys. 5. Oddzielacz pary stosowany przez firmę The Glenn L. Martin.

dużą wysokość, jeżeli przepływ paliwa jest zaburzony przez takie urządzenia, jak pompa paliwowa i zaworek opływowy.

Przy temperaturach umiarkowanych rozpuszczony w paliwie gaz stanowią w znacznej części składniki powietrza. Usunięcie większości połączeń i zaworków, jakie stosowane są w 2-silnikowych samolotach, oraz zastosowanie przewodu o dużej średnicy i łagodnych zagięciach nie poprawia wydatnie działania instalacji. Chłodnice paliwa dają pewne wyniki w lecie, ale w zimie żadnych. Działanie gaźników z regulacją składu mieszanki przez zmiany ciśnienia w komorze pływakowej wybitnie pogarsza duża ilość gazu wyzwalającego się z paliwa podczas szybkiego wznoszenia. Jeżeli zastosowana jest zwykła pompa paliwowa, konieczny jest oddzielacz pary dla zapewnienia właściwego działania gaźnika. Oddzielacz umieszczony w przewodzie zasilającym gaźnika zapewnia doskonałe działanie instalacji paliwowej.

Błędy wysokościomierzy barometrycznych

Note technique nr 1 du Groupement des Recherches Aéronautique. Les Ailes Nr 921, 9.II. 39.

Jak wiadomo, trudności przy otrzymywaniu prawdziwego ciśnienia statycznego na samolocie są bardzo wielkie. Jak stwierdzono ostatnio w Instytucie Aerodynamicznym w Lille, błędy wysokościomierzy powstające na skutek podciśnień panujących w miejscu zakończenia obwodów statycznych tych wysokościomierzy, mogą dochodzić na obecnych szybkich samolotach do rzędu 150 m i więcej.

Wynikiem tych błędów mogą być poważne katastrofy lotnicze zwłaszcza podczas lotów przy zmniejszonej widoczności zewnętrznej. Jako przykład takich katastrof można podać katastrofę samolotu Douglas linii lotniczych Swissair koło Bourget oraz katastrofę Potez 62 Air France w Kolonii, gdyż w obu tych wypadkach jedynym możliwym do przyjęcia wytłumaczeniem przyczyn katastrofy, było przyjęcie pod uwagę ewentualności błędnego wskazania wysokościomierza, powstałego na skutek uszkodzenia przewodu statycznego, bądź też wirów powietrznych w miejscu zakończenia tego przewodu.

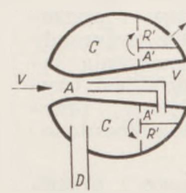
Cała sprawa mierzenia prawidłowej wysokości metodą barometryczną sprowadza się do rozwiązania dwóch zagadnień:

1) znalezienie w pobliżu samolotu miejsca, w którym by ciśnienie nie ulegało zmianom bez względu na kąt natarcia samolotu,

2) znalezienie takiego zakończenia obwodu statycznego (sondy statycznej), któreby mogło przejąć te ciśnienia niezależnie od szybkości samolotu.

Pierwsze zagadnienie zależy oczywiście od typu samolotu i, jak wiadomo, może być praktycznie rozwiązane tylko z pewnym przybliżeniem[1]).

Przedmiotem niniejszej notatki jest omówienie rozwiązania zagadnienia drugiego, a mianowicie sondy statycznej. Sonda ta, przedstawiona na rys. 1, składa się z dwóch odbiorników ciśnienia A i R. Jeden z tych odbiorników przejmuje ciśnienia większe od statycznego, drugi — mniejsze. Oba odbiorniki łączą się w komorze C, związanej rurką D z wnętrzem szczelnej puszki wysokościomierza, w której znajduje się normalna membrana barometryczna. Układ połączeń pomiędzy komorą C i odbiornikami A i R jest tego rodzaju, że w komorze C panuje ciśnienie statyczne. Cała sonda ma kształt kuli o ∅ 60 mm z wydrążonym po środku otworem o kształtach rurki Venturi. Odbiornik A utworzony jest z rurki T, kończącej się w najwęższym miejscu rurki Venturi i skierowanej swym otworem w kierunku przepływu strugi powietrza. Odbiornik R utworzony jest z szeregu otworów na tylnej górnej części kuli na promieniu odpowiadającym 40° licząc od osi. Komora C związana jest z komorami A' i R' szeregiem otworów o ściśle określonych wymiarach. Komory A' i R' są bezpośrednio połączone z odbiornikami A i R. W komorze C umieszcza się ponadto grzejnik elektryczny chroniący sondę przed obmarzaniem.



Rys. 1.

Jak wykazały doświadczenia, sonda wskazuje prawidłowe ciśnienie statyczne do wysokości 12 tysięcy metrów i szybkości samolotu 700 km/godz.

[1]) Niektóre dane w tej mierze, otrzymane przez Instytut Aerodynamiczny w Warszawie, można znaleźć na str. 101 książki dr J. Pawlikowskiego „Lotnicze Przyrządy Pokładowe". Dodatkowe oświetlenie tego zagadnienia zawiera również notatka inż. L. Łabucia, zamieszczona na str. 104 kwietniowego numeru „Techniki Lotniczej" (przyp. streszczającego).

Nowy sprzęt

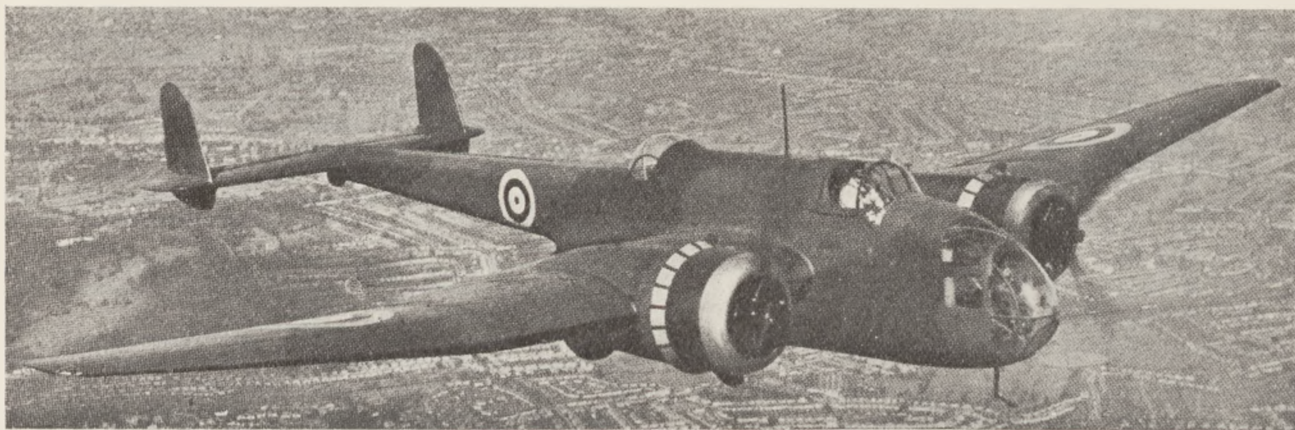
Handley Page „Hampden"

Handley Page Ltd. Anglia

Samolot bombowy; załoga składa się z 4 osób. 2 silniki Bristol Pegaz XVIII. Przy konstrukcji tego płatowca zwrócono uwagę na dobre uzbrojenie i dobrą widoczność. Płatowiec posiada cztery k. m., z których jeden, wbudowany na stałe, jest sterowany przez pilota, jeden strzela do przodu, dwa pozostałe znajdują się na stanowisku tylnego strzelca. Zwrócono także uwagę na ważność lądowania samolotu na wysuniętych lotniskach, wskutek czego zaopatrzono go w skrzela automatyczne i klapy sterowane hydraulicznie. Samolot ma więc charakter „latającej twierdzy", co odbija się zresztą na aerodynamicznym kształcie.

Przednia i środkowa część kadłuba ze względu na stanowiska strzelców i dla zapewnienia widoczności pilotowi, mają budowę dwupiętrową, przy czym dolne piętro pod pilotem wyzyskane jest jako pomieszczenie bomb. Tylna część kadłuba ma przekrój o wiele mniejszy, tak, że między środkową a tylną częścią tworzy się gwałtowny przeskok.

Płatowiec jest zaprojektowany pod kątem widzenia masowej produkcji. Według Mr Hamiltona, jednego z głównych dyrektorów, szybkość produkcji zależy głównie od ścisłej współpracy biura konstrukcyjnego z warsztatem i od podziału całego płatowca na możli-



Handley Page „Hampden“ w locie. fot. „Aeroplane“

wie jak największą ilość prostych zespołów i podzespołów. Według tegoż Mr. Hamiltona duże przyrządy montażowe nie posiadają tak wielkiego znaczenia jakie im się przypisuje. Zasadą Handley Page'a jest uzyskanie maksimum wydajności dzięki większej przepustowości przyrządów dla małych zespołów montażowych.

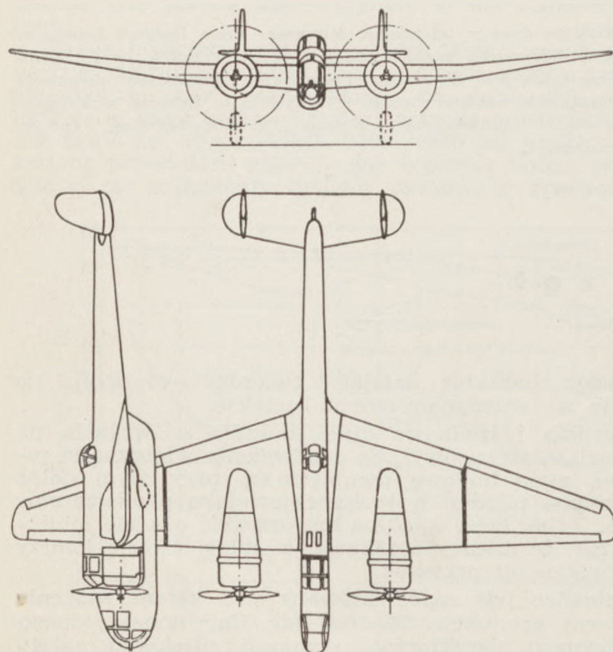
Konstrukcja skrzydła jest jednodźwigarowa z przednim kesonem. Dźwigar główny ma profil walcowany, zamiast zaś ścianek — kratę z rur łączonych na bolce. Keson przedni jest zrobiony oddzielnie, przy czym żeberka i pokrycie są nitowane na przyrządzie. Tak gotową przednią pokrywę kesonu łączy się z dźwigarem, przy czym dolną krawędź przymocowuje się normalnie, górną zaś zapina się zwykłym drutem stalowym.

Kadłub robi się z dwu oddzielnych połówek łączonych dopiero po założeniu najtrudniejszych montażowo części wyposażenia.

Łoże silnikowe stanowi jedną całość z podwoziem chowanym do tyłu i cały ten zespół wykonywany jest w innej fabryce.

Dużą uwagę zwrócono na zbiorniki paliwa, których jest po trzy dla każdego silnika. Każdy zbiornik, zawieszony na taśmach, może być wyjęty od spodu.

Klapy i lotki mają taką samą konstrukcję jak skrzydło; kryte są zaś płótnem.



Handley Page „Hampden“.

Charakterystyki

Wymiary:

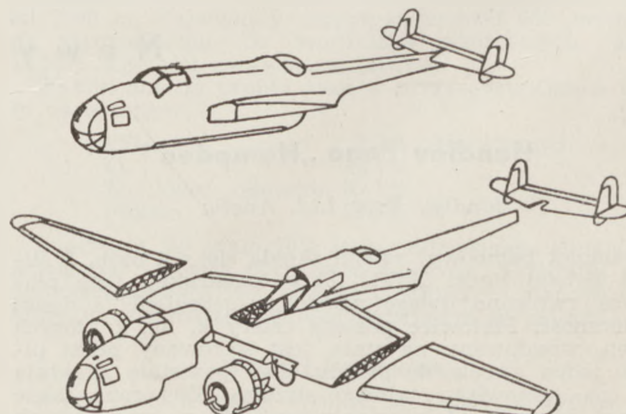
Rozpiętość	21,08	m
Długość	16,33	m
Wysokość	4,55	m
Rozstęp podwozia	5,28	m
Maks. szerokość kadłuba	0,915	m
Powierzchnia skrzydła	62,1	m²
Cięciwa skrzydła przy kadłubie	4,96	m
Cięciwa skrzydła przy końcu	1,17	m
Wydłużenie	6,58	

Ciężary:

Ciężar własny	5354	kg
Paliwo	1442	kg
Olej	98	kg
Ciężar użyteczny	1631	kg
Ciężar całkowity	8525	kg
Maks. dopuszczalny ciężar	9550	kg
Obciążenie powierzchni	137	kg/m²
Obciążenie mocy	4,4	kg/KM

Osiągi:

Szybkość maks. na 4730 m	427	km/godz.
Szybkość przelotowa na 4580 m	350	km/godz.
Pułap praktyczny	6920	m
Czas wznoszenia się na 4580 m	18,9	min.
Szybkość wznoszenia na 0 m	4,98	m/sek
Długość rozbiegu plus odległość do wzniesienia się na 15,2 m	503	m
Długość dobiegu plus zejście z wysokości 15,2 m	503	m
Szybkość lądowania	117	km/godz.



Główne zespoły samolotu „Hampden“.

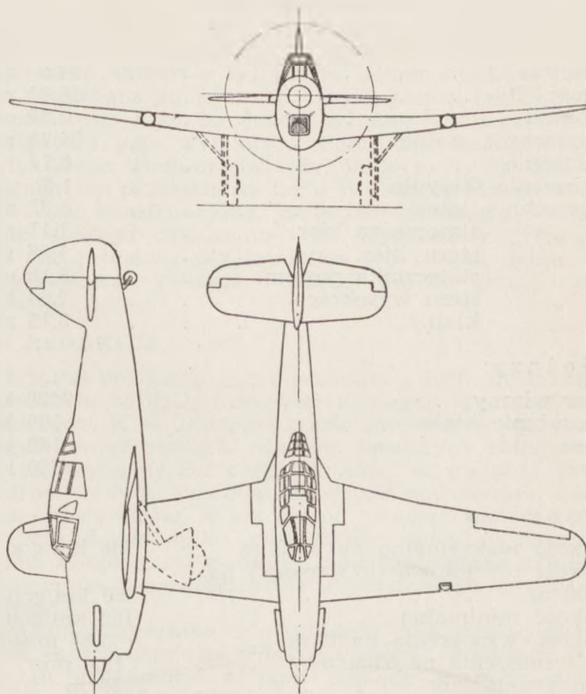
Hawker „Henley"

Gloster Aircraft Co Ltd. Anglia.

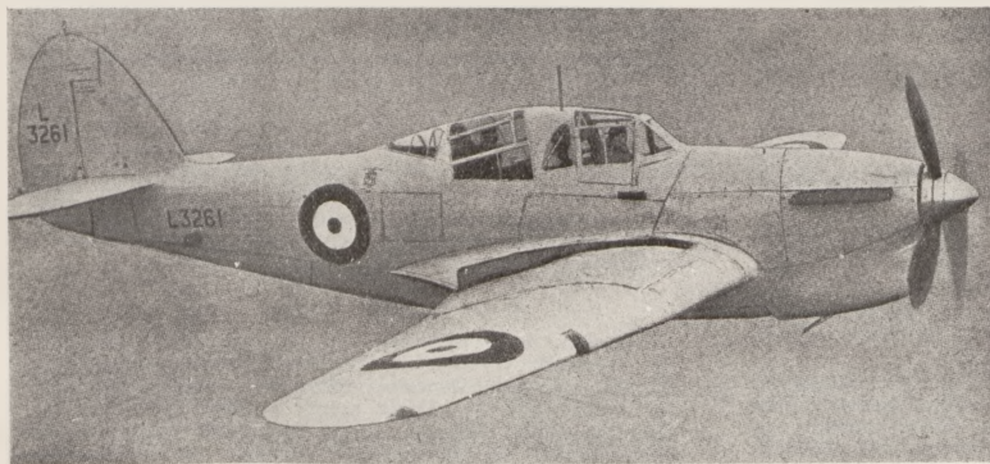
Dwumiejscowy lekki bombowiec, dolnopłat wolnonośny. Profil skrzydłowy zmodyfikowany Clark YH o grubości przy nasadzie 20% przy końcu skrzydła 12%. Skrzydło składa się z trzech części. Część środkowa niedzielona posiada 2 dźwigary ze stalowymi pasami; ścianki dźwigarów wykonane z lekkiego stopu, posiadają otwory ulgowe, niektóre z zagiętymi półkami. Konstrukcja rurowa wiąże ze sobą dźwigary. Pokrycie metalowe niepracujące. Części przyczepne posiadają 2 dźwigary główne i 2 pomocnicze. Przekroje pasów dźwigarów głównych mają ceówki o specjalnym kształcie, ale tylko przy nasadzie skrzydła, dalej zaś wszystkie pasy mają przekrój teowy.

Ścianki dźwigarów duralowe z otworami ulgowymi i przekątnymi usztywnieniami (symetrycznie z dwóch stron przynitowane omegówki). Podłużne usztywnienia mają także przekrój omegówki. Żebra zrobione z płaskiej blachy z zawiniętymi brzegami. Pokrycie metalowe nitowane nitami krytymi, na krawędzi natarcia. Klapy krokodylowe ciągną się od kadłuba aż do lotek, mają sztywne na skręcanie dźwigary rurowe, żeberka i pokrycie metalowe. Lotki Fris'ego kryte płótnem.

Konstrukcja kadłuba kratowa, z rur z lekkiego stopu, połączonych śrubami przy pomocy płaskich nakładek w węzłach i usztywniona bądź rurami, bądź ściągnami. Pokrycie dolnej części kadłuba i spływów sklejką, pokrycie przodu blachą; boki obciągnięte płótnem na szkielecie drewnianym.



Hawker „Henley".



Lekki bombowiec Hawker „Henley". fot. „Aeroplane"

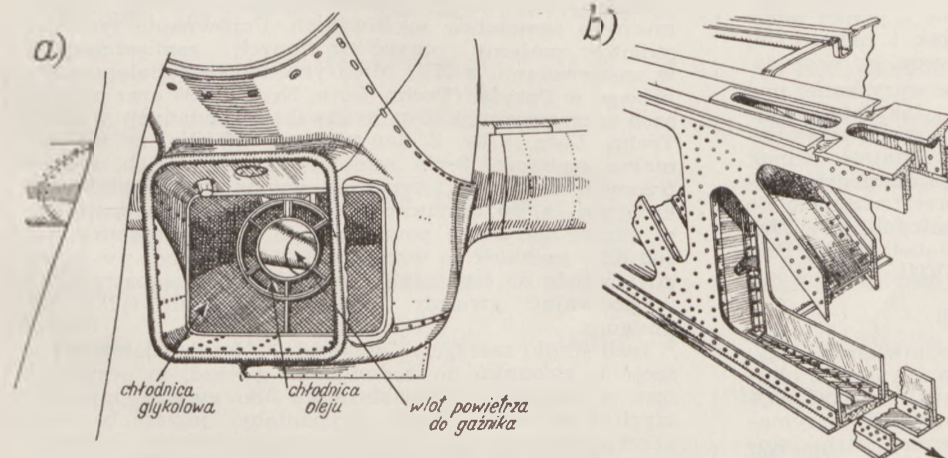
Statecznik poziomy wolnonośny posiada profil symetryczny. Konstrukcja podobna do konstrukcji przyczepnego skrzydła. Ster ma rurę sztywną na skręcanie, żeberka metalowe, pokrycie płótnem; na krawędzi spływu fletnery.

Statecznik pionowy, konstrukcji metalowej, pokryty jest płótnem. Konstrukcja steru kierunkowego identyczna. Fletner steru kierunkowego nastawialny na ziemi.

Podwozie chowane do środka. Amortyzatory Vickers'a. Kółko ogonowe chowane. Koła i hamulce Dunlopa. Samolot zaopatrzony jest w jeden silnik Rolls Royce Merlin II. Maksymalna moc startowa przy 3000 obr/min — 880 KM, maksymalna moc przy wznoszeniu 990 KM przy 2600 obr/min na wysokości 3740 m.

Maksymalna moc przy locie poziomym 1030 KM na 3000 obr/min i 4960 m. Śmigło de Havilland'a trójramienne, dwuskok, o średnicy 3,61 m. Cztery zbiorniki paliwa o łącznej pojemności 909 litrów są rozmieszczone następująco: dwa po bokach kadłuba, jeden przed przednim dźwigarem i jeden między dźwigarami. Zbiornik oleju w kadłubie.

W kabinie dwa fotele w tandem. Fotel pilota i sterownice regulowane. Szyby w kadłubach z triplexu. Pomiędzy pilotem a strzelcem znajduje się mocna konstrukcja z rur, stanowiąca koziołek przeciwkapotażowy. Tylny fotel obrotowy. Tylna część kabiny obraca się dokoła osi podłużnej.



Szczegóły samolotu Hawker „Henley":
a) urządzenie chłodnicze;
b) szczegół konstrukcyjny głównego dźwigara.

Charakterystyki

Wymiary:

Rozpiętość	14,6 m
Długość	10,81 m
Wysokość	3,58 m
Powierzchnia nośna	31,75 m²
Wydłużenie	6,7
Zwichrzenie skrzydła	1,5°
Powierzchnia lotek	1,82 m²
„ statecznika kier.	1,11 m²
„ steru kier.	1,86 m²
„ statecznika poziom.	3,18 m²
„ steru wysokości	2,04 m²
„ klap	3,15 m²

Ciężary:

Ciężar własny	2620 kg
Wyposażenie stałe	109 kg
Załoga	182 kg
Paliwo	680 kg

Osiągi:

Szybkość maksymalna na 5190 m	438 km/godz.
Szybkość przelotowa (67% mocy) na 4500 m	380 km/godz.
Szybkość minimalna	105 km/godz.
Szybkość wznoszenia na 0 m	5,84 m/sek
Czas wznoszenia na 6100 m	19,4 min
Pułap praktyczny	8250 m
Zasięg na 67% mocy	1530 km

Przegląd 9-cylindrowych gwiazd wielkiej mocy

Wytwórni produkujących 9-cio cylindrowe silniki o mocy przekraczającej 700 KM jest w starym i nowym świecie pięć, nie licząc licencjonariuszy: dwie amerykańskie — Wright Aeronautical Corporation i Pratt and Whitney, oraz dwie niemieckie — Brandenburgische Motorenwerke i Bayerische Motorenwerke produkują po jednym podstawowym typie o kilku odmianach, różniących się charakterystyką wysokościową, przekładnią reduktora i ewentualnie innymi, mniej lub więcej istotnymi szczegółami konstrukcji. Jedyna zaś angielska wytwórnia Bristol Aeroplane Company produkuje trzy podstawowe typy: dwa zaworowe — Mercury i Pegasus oraz jeden suwakowy — Perseus.

Porównanie mocy podanych silników jest trudne ze względu na różny sposób określania (wypróbowywania) podawanych przez wytwórnie mocy. Amerykańskie silniki posiadają moc startową przeznaczoną tylko do półminutowego użytkowania. Uważa się jednak za niezbędne wyekwipowanie samolotu w termoparę, mierzącą temperaturę najgorętszego cylindra. Termopara ta bywa cenną wskazówką dla pilota podczas ciężkich startów. Bez niej pozwalanie na korzystanie z pełnej mocy startowej amerykańskiej, zarówno jak i niemieckiej (1-no minutowej) może być niebezpieczne.

Angielskie silniki nie mają tak dalece wyzyskanej pod względem temperatur mocy startowej. Jak łatwo zauważyć z podanej tabeli, angielskie moce startowe są naogół mniejsze od mocy maksymalnej. Ostatnio jednak i w Angli zaczyna przeważać tendencja do podwyższania mocy startowych zarówno jak i przeznaczonych do krótkiego użytkowania mocy maksymalnych. Przykładami tych tendencji są dwa podane w tabeli silniki Bristola — Perseus oraz Pegasus XVII/XVIII.

Porównanie konstrukcji.

Amerykańskie i niemieckie silniki omawianego typu posiadają głowice bardzo starannie odlane razem z obudową dźwigienek zaworowych. Oczywiście posiadają niezwykle staranne użebrowanie — warunek otrzymania dostatecznie intensywnego chłodzenia. Bristol stosuje głowice kute, czterozaworowe, obrabiane całkowicie. Nie dotyczy to jedynie głowicy silnika Perseus, która jest lana i przykręcona do cylindra przy pomocy 12 śrub. Cylinder tego silnika jest również ze stopu lekkiego ale kuty i całkowicie obrabiany. Wszystkie silniki zaworowe zarówno firmy Bristol jak i pozostałych posiadają tuleje cylindrowe stalowe, skręcone z głowicą na gwint.

Kartery omawianych silników są kute ze stopu glinowego. Wyjątek stanowią silniki serii Wright — Cyclone G-100, posiadające stalowe kartery. Kartery takie są cięższe od aluminiowych, mimo to jednak umożliwiony dzięki nim wzrost mocy pozwolił na obniżenie ciężaru jednostkowego.

Wszystkie wały korbowe są dzielone. Cyclone, Bristole oraz Bramo mają tylne ramię korbowe zaciśnięte na czopie korbowym przy pomocy śruby, B. M. W. ma analogiczne złącze ale bez śruby zaciskowej. Hornet ma złączone obie połówki wału przy pomocy wieloklina. Wał korbowy silników Cyclone zaopatrzony jest w tłumik drgań.

Przekładnię reduktora satelitową ale o zazębieniu czołowym posiada jedynie Cyclone (6 satelitów). B.M.W. posiada bardzo ciekawy i obróbkowo korzystny wał reduktora. Składa się on z właściwego wału oraz z osadzonego na nim przy pomocy wieloklina pierścienia z trzema ramionami. Uproszczona i przyśpieszona zostaje w ten sposób kosztowna obróbka ramion, stanowiących w innych silnikach całość z pozostałą częścią wału, korzyść ta zostaje jednak okupiona wzrostem ciężaru silnika.

Wszystkie podane silniki posiadają oczywiście korbowody macierzyste niedzielone. Osobliwością jest korbowód silników Cyclone, posiadający trzonek o normalnym przekroju dwuteowym ale o profilu przekręconym o 90° w stosunku do normalnego. O tej nowości zadecydowały przede wszystkim względy obróbkowe.

Fedden (główny konstruktor Bristola) przytacza jako jeden z argumentów, przemawiających za rozrządem suwakowym, brak kłopotów związanych z obsługą (smarowanie, regulacja luzów) dźwigieniek zaworowych. Z zarzutem tym, wysuniętym w stosunku do silników zaworowych, rozprawili się amerykanie krótko, przeciwstawiając mu własne konstrukcje, zaopatrzone w obiegowe smarowanie dźwigieniek. Smarowanie takie posiada, oprócz obu amerykańskich silników, również i B. M. W. Tak więc wspomniany argument Feddena stanowi rzeczywiście zaletę silników suwakowych, ale przede wszystkim w porównaniu z konserwatywną konstrukcją zaworową bristolowską.

Zastosowanie.

Przed daniem odpowiedzi na pytanie: Kiedy stosowanie 9-cylindrowych silników gwiazdowych wielkiej mocy jest usprawiedliwione i celowe? — należy uświadomić sobie, jakie są główne zalety a jakie wady omawianych silników. Główną zaletą jest mała waga silnika gwiazdowego, za kardynalną natomiast już dzisiaj wadę należy uznać ich wielką powierzchnię oporu czołowego. Oddziaływanie tych dwóch głównych cech na osiągi płatowca jest ze sobą sprzeczne.

Weźmy pod uwagę przede wszystkim osiągi współczesnych samolotów myśliwskich. Porównanie tych samolotów możemy oprzeć na danych, zamieszczonych w sprawozdaniu z XVI Międzynarodowego Salonu Lotniczego w Paryżu (Techn. Lotn. Nr 1, 1939) oraz na opisach szeregu samolotów myśliwskich, podanych w Nr 3 Techn. Lotn. z br. Z danych tych wynika, że maksymalne szybkości 9-ciu samolotów myśliwskich, zaopatrzonych w silniki szeregowe, wynoszą przeciętnie 523 km/godz., a po odrzuceniu tych, które są zaopatrzone w silniki chłodzone powietrzem o mocy mniejszej, niż 700 KM, szybkość ta wzrośnie do 540 km/godz.; w przeciwieństwie do tego szybkość myśliwców zaopatrzonych w podwójne gwiazdy wynosi przeciętnie tylko 500 km/godz.

Jeśli silniki szeregowe wykazały w tej dziedzinie wyższość w stosunku do podwójnych gwiazd, to oczywiste jest, że wyższość ta w stosunku do gwiazd pojedyńszych o tej samej mocy wypadłaby jeszcze bardziej przekonywująco. Do tych samych wniosków dochodzą również, jak należy przypuszczać, amerykanie, a muszą im one nasunąć się chociażby z porównania samolotów firmy Curtiss, zaopatrzonych w silniki Cyclone bądź też Allison (2-szeregowe, chłodzone cieczą):

Samolot	Silnik	Moc KM	Szybkość km/godz.
„Hawk"	Wright Cyclone	840	450
P-36	Wright Cyclone	1000	480
P-37	Allison V-1710	1000	570
XP-40	Allison GV-1760-D1		640

W ciężkich bombowcach pojedyńcze gwiazdy znajdują wciąż jeszcze zastosowanie. Że Francuzi stosują w swoich gwiazdy dwurzędowe, powód jest jasny — nie mają własnej gwiazdy pojedyńczej wielkiej mocy. Ale i nie żałują tego. Ostatnio pojawiają się jaskółki zmian również i w tych kategoriach samolotów. Ciekawy materiał porównawczy daje pod tym względem francuska wytwórnia Amiot:

Typ	Ciężar w locie kg	Silnik	Moc KM	Układ	Szybkość km/godz
340	8000	Gn.-Rhone 14N	2× 860	2-gw.	490
370	10000	H.-Suiza 124 JRS	2×1000	2-szer.	475

Z zestawienia tych dwóch samolotów jednej wytwórni widać, że i w tej kategorii silnik szeregowy daje wyraźną przewagę. Przybliżone określenie szybkości, jaką miałby Amiot 370 przy silnikach szeregowych 1000-konnych daje wynik 498 km/godz., zasadniczy jednak zysk kryje się gdzieindziej, mianowicie w ciężarze, który w drugim wypadku wykazuje przewagę o 25%. Te 25% są wprawdzie częściowo zużyte na zwiększony ciężar silnika wraz z instalacją chłodniczą, zysk jednak na ciężarze użytecznym musi być pokaźny, co nie pozostanie bez wpływu na zasięg.

Bogatych materiałów porównawczych mogłoby dostarczyć również lotnictwo niemieckie, jednakże ograniczone miejsce i inne względy nie pozwalają na wyzyskanie ich.

Dalsze podwyższanie mocy silników jednogwiazdowych byłoby nie tylko, jak wynika z powyższego, niecelowe, ale i nie wydaje się możliwe. Przyjęta obecnie pojemność skokowa cylindrów takich silników została już wyzyskana do ostatnich niemal granic, tak że zwiększenie ilości koni na jeden cylinder wymagałoby powiększenia jego wymiarów. Pomijając niedopuszczalne zwiększenie średnicy gwiazdy, jakie to by za sobą pociągnęło, na przeszkodzie temu stoi szereg innych względów, jak konstrukcyjne, materiałowe, obawa o możliwość dobrego chłodzenia i in. Wynikałoby z tego, że ten tak zasłużony dla lotnictwa typ silnika, jakim jest 9-cylindrowa gwiazda, doszedł już do granic swego rozwoju.

OD REDAKCJI

Artykuł powyższy jest pierwszym z serii, poświęconej omawianiu bardziej rozpowszechnionych typów silników lotniczych. W najbliższym czasie zamierzone jest rozpatrzenie współczesnych silników lotniczych chłodzonych cieczą, następnie zaś przyjdzie kolej na gwiazdy 14-cylindrowe, silniki rzędowe chłodzone powietrzem, silniki małej mocy i inne. W ten sposób przegląd sprzętu będzie obejmował nie tylko szczegółowe opisy najnowszych typów samolotów i silników, ale i symtetyczne artykuły, omawiające pewne kategorie współczesnego sprzętu lotniczego.

Poglądy, wyrażane w artykułach tych, nie są oficjalnymi zapatrywaniami redakcji i należy je uważać jedynie za uzgodnione z nami poglądy naszych stałych współpracowników. W związku z tym chętnie zamieścimy na łamach „Techniki Lotniczej" ewentualne głosy dyskusyjne i będziemy uważali je za cenny dla siebie dowód zainteresowania się czytelników nowym typem artykułów.

Tabela

	Średnica cylindra × skok tłoka	Pojemność cylindra	Litraż	Współcz. sprężania	Średnie ciśn. efektywne dla mocy nominalnej	Przekładnia sprężarki	Ilość zaworów (szczelin) wlotowych × wylotow.	Moc startowa × obroty (ameryk. 0,5 minutowa) (B. M. W. 1 minutowa)	Moc maksymalna × obroty × wysokość (5 minutowa)	Moc międzynarod. (nominalna) × obroty × wysok. (amerykańska maksymalna stała) (B.M.W.—30 minutowa)	Moc przelotowa × obroty × wysokość	Średnica gwiazdy
Pratt-Whitney Hornett S 2E-G	155,5×162	3,09	27,7	6,50	10,94	12	1 × 1	811.2300		760.2250. 915	532,2000.	1384
Pratt-Whitney Hornett S 1 E-G	155,5×162	3,09	27,7	6,50	10,94	10	1 × 1	887.2300		760.2250,2135	532,2000.	1384
Wright - Cyclone GR-1820 G 102 A	155,5×175	3,32	29,9	6,30	11,78	7	1 × 1	1100.2350		900.2300.2040	550.1850	1399
Wright - Cyclone GR-1820 G 103 A	155,5×175	3,32	29,9	6,30	11,25	8,31	1 × 1	1000.2350		860.2300.3380	550,1850.	1399
Bristol Mercury XI XII	146 × 165	2,76	24,8		12,57		2 × 2	841.2650	902,2750.1830	801/831.2400.1070		1307
Bristol Mercury V II IX	146 × 165	2 76	24.8	6,25	12,64		2 × 2	740,2650	851.2750,4265	806/836.2400 3960		1307
Bristol Pegasus XVII/XVIII z dwubiegową sprężarką	146 × 190	3,19	28,7	6,55	12,08 11,30		2 × 2	993,2475 912	952.2600,1980 912.2600,5420	831/866.2250.1520 775/811.2250.4730		1405
Bristol Perseus XII	154 × 160	2,76	24,8		11,60		3 × 2	902,2700	826.2600.1830	690/720.2250,1220		1320
Bristol Perseus X	146 × 165	2,76	24,8		11,20		3 × 2	760,2650	892.2750,4730	710/740.2400.4420		1320
Bramo Fafnir 323 M	146 × 165	2,98	26,8	6,40	12,00		1 × 1	1000,2500		840.2350 2000	685.2100,2500	1388
Bramo Fafnir 323 J	154 × 160	2,98	26,8	6,40	11,86		1 × 1	900.2500		830.2350.4200	665.2100.4200	1388
B. M. W. 132 Dc	155,5×162	3,08	27.7	6,50	10,94		1 × 1	850.2450	845,2350.2600	690/760.2250.3100	625.2100.3800	1380

Patenty

Nr 27917. Kl. 62 c, 25. Karl Baumann (Bazyleja, Szwajcaria) i Armin Ettinger (Birsfelden pod Bazyleją, Szwajcaria).

Zgłoszono 18.XI. 1935 r. Udzielono 23.I. 1939 r. Pierwszeństwo 19.XI. 1934 r. (Szwajcaria).

Sposób kierowania lądowaniem samolotu i urządzenie do stosowania tego sposobu.

Sposób kierowania lądowaniem samolotu p/g wynalazku znamienny jest tym, że z krótkofalowego nadajnika pokładowego wysyła się sygnały, które po odebraniu na ziemi anteną kierunkową, są przesyłane z powrotem do pilota za pomocą samoczynnego radiowego urządzenia do przekazywania zwrotnego, tak, że pilot otrzymuje wskazówkę, czy znajduje się na prawidłowym kursie lądowania i czy porusza się po prawidłowym torze zejścia.

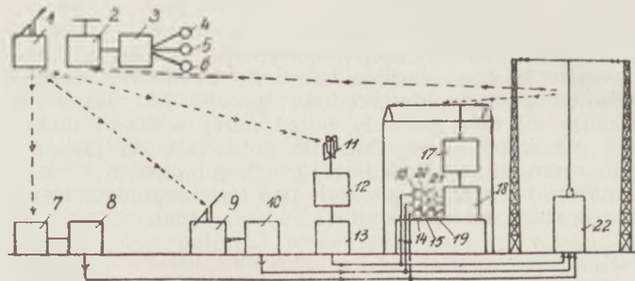
Nawigacja pozioma odbywa się następująco:

Pokładowy nadajnik krótkofalowy *1* wysyła fale, modulowane stałym tonem. Na lotnisku sygnał odbiera układ dwóch anten ramowych *11*, z których każda jest na zmianę łączona urządzeniem przełączającym *12* z odbiornikiem *13*, z którego ton modulacyjny przenoszony jest bezpośrednio na nadajnik lotniskowy długofalowy *22*, jako ton modulacyjny. Sygnały nadajnika tego odbierane są odbiornikiem długofalowym *2*. Przy zejściu z toru, nadajnik krótkofalowy oddziaływa bardziej na jedną z anten i przy przełączeniu urządzeniem *12*, pilot słyszy jeden sygnał głośniej niż drugi.

Nawigacja pionowa odbywa się następująco:

Na ziemi znajduje się odbiornik *7* sygnału wstępnego, wraz z układem *8* do zmiany tonu małej częstotliwości sygnału wstępnego. Odbiornik ten umieszczony jest w miejscu, powyżej którego pilot powinien zacząć lądowanie. W chwili przelatywania nad tym odbiornikiem, odbiera on sygnały z nadajnika pokładowego, które zostają po zmianie tonu układem *8* przekazane nadajnikiem 22 na samolot. Tor zejścia ustalany jest przy pomocy odbiorczego układu *9*, na który oddziaływują fale wysyłane z nadajnika pokładowego, modulowane tonem ciągłym. Prąd stały, otrzymany po wyprostowaniu wyjściowego prądu małej częstotliwości odbiornika przyziemnego, rozrządza amplitudą generatora akustycznego o innej częstotliwości. Prąd wyjściowy tego generatora akustycznego moduluje nadajnik lotniskowy (układ *10* do zmiany tonu). Gdy wychylenie przyrządu, uruchamianego wskutek oddziaływania zwrotnego, osiągnie wartość, ustaloną dla danego lotniska, pilot ląduje, zachowując stałe wychylenie wskaźnika.

Instalacja zawiera: filtry małej częstotliwości *3*, wskaźniki *4*, *5*, *6* sygnału wstępnego, nawigacji poziomej i pionowej, wskaźniki *14*, *15*, *16* do kontrolowania wyjściowego prądu małej częstotliwości odbiorników *7*, *9*,



13, odbiornik *17* do kontrolowania sygnałów zwrotnych z nadajnika lotniskowego, filtry *18*, wskaźniki *19*, *20*, *21* do kontrolowania sygnałów zwrotnych.

Nr 27543. Kl 62 c, 18 01. Servo-Frein Dewandre Société Anonyme (Liège, Belgia)

Zgłoszono 3.IV. 1937 r. Udzielono 12.XI. 1938 r. Pierwszeństwo 8.IV. 1936 r. (Francja).

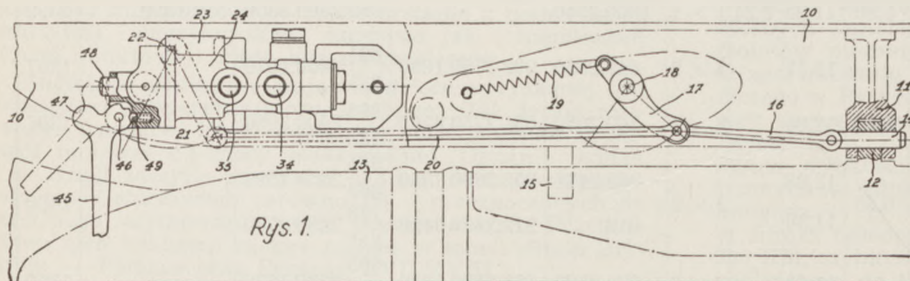
Urządzenie do nastawiania na odległość mechanizmu do kolejnego zrzucania bomb z samolotu.

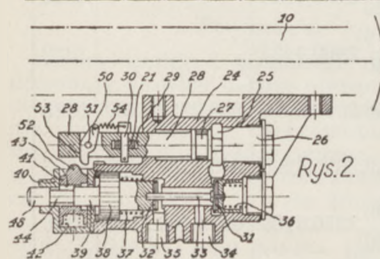
Poszczególne uchwyty bomb zaopatrzone są w mechanizmy zwalniające, przy czym do mechanizmu zwalniającego bomby *A* jest doprowadzone powietrze sprężone przez zawór redukcyjny *56* i rozdzielacz *57*, łączący przewód *58* z butlą lub atmosferą. Przewód *35* mechanizmu zwalniającego bomby *A* łączy się z *34* mechanizmu zwalniającego bomby *B* itd. Zależnie od rozdzielacza zwalniane mogą być jednocześnie dwie bomby z płata lewego i prawego lub każda bomba osobno.

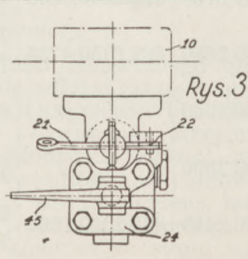
Bomba *13* jest podwieszona na wieszaku *11* przy pomocy przetyczki *14* i ustalana ustalaczami *15*. Przetyczka *14* połączona jest popychaczami z dźwignią *21*, mającą oś obrotu *22* w korpusie *24*. Dla umieszczenia bomby niezbędne jest podniesienie dźwigni *45*, powodujące, dzięki zderzakowi *47*, przesunięcie w prawo układu rozrządczego, złożonego z połączonych zaworów *31* i *32* i zablokowanie ryglem *41* (jak na rys. 4). W tym położeniu zaworów, cylinder *25* mechanizmu zwalniającego bomby *A* jest połączony z przewodem *58*, natomiast cylindry mechanizmów następnych bomb są odcięte dzięki zamknięciu zaworu *32*.

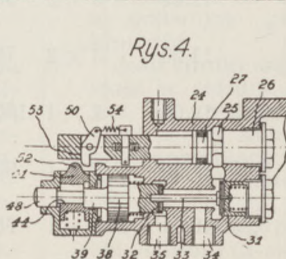
Zwalnianie bomby odbywa się na skutek obrotu dźwigni *21* pod wpływem ruchu tłoka *27*, na który działa sprężone powietrze, doprowadzone przewodem *34*, po otwarciu przez bombardującego zaworu *56* i rozdzielacza *57*.

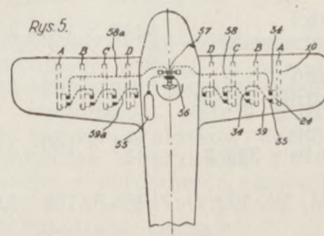
Po zwolnieniu bomby *A*, przestawienie przez bombardującego rozdzielacza *57*, łączy przewód *58* z atmosferą, na skutek czego następuje powrót tłoka *27* pod wpływem sprężyny *19* i zwolnienie rygla *41* przy pomocy dźwigni *50*. Wówczas pod działaniem sprężyn *36* i *37*, wracają zawory do położenia, jak na rys. 2, co daje połączenie przewodu *58* z *34* mechanizmu zwalniającego bomby *B*, poprzez przewód *34* i *35* mechanizmu zwalniającego bomby *A*. Powtórne doprowadzenie powietrza sprężonego do *58*, powoduje z kolei zwolnienie bomby *B*.











ZWIĄZEK POLSKICH INŻYNIERÓW LOTNICZYCH

Adres: Al. Szucha 4 m. 66 telefon 705-13 Konto PKO Nr 25.545

GODZINY URZĘDOWANIA:

Prezes środy 18-19
Sekretarz: środy 18-19, piątki 19-20
Skarbnik: czwartki 18-20

Sekretariat i czytelnia czasopism czynne codziennie z wyjątkiem dni świątecznych, śród i sobót w godzinach 18-20

Dni klubowe — czwartki od 18-ej

Komunikat nr 7/39

1. Nowoprzyjęci członkowie:

1. Frąckowiak Stanisław Witold — Warszawa
2. Idźkowski Jan — Warszawa
3. Ipohorski-Lenkiewicz Zygmunt — Warszawa
4. Kalpas Roland — Warszawa
5. Kroh Antoni — Warszawa
6. Krusche Hugon Stanisław — Warszawa
7. Łazarek Władysław — Biała Podlaska
8. Maciejewski Mirosław — Warszawa
9. Rudeński Tadeusz — Warszawa.

2. Zmiana lokalu związkowego.

Z dniem 1 czerwca 1939 r. lokal ZPIL oraz Redakcja i Administracja „Techniki Lotniczej" zostają przeniesione na ul. Filtrową nr 83 m. 30 (przy pl. Narutowicza). Dojazd tramwajami 6, 7, 8, 17, 25, 27, A oraz E.K.D.

O otwarciu lokalu Zarząd zawiadomi Kolegów oddzielnie.

3. Memoriał w sprawie reformy wyższych studiów lotniczych.

W wyniku prac Komisji do Spraw Reformy Studiów Lotniczych oraz dyskusji przeprowadzonej na poświęconych tej sprawie zebraniach członków ZPIL, został opracowany „Memoriał w sprawie reformy wyższych studiów lotniczych". Memoriał ten Zarząd przesłał w dniu 5 maja br. zainteresowanym reformą studiów lotniczych Panom Profesorom Politechnik. Równocześnie Memoriał został wysłany Władzom Wojskowym w ramach ankiety dotyczącej całokształtu nauczania technicznego.

4. Zebranie Rady Głównej N.O.I.

W dniach 15 i 16 kwietnia 1939 r. odbyło się w Zakopanem zebranie Rady Głównej NOI, w którym z ramienia Związku brał udział kol. Romuald Romicki.

Głównym punktem obrad była dyskusja nad projektem Statutu NOI.

5. Zjazd Spawalniczy.

Pierwszy Zjazd Spawalniczy odbył się w Warszawie w dniach 22 i 23 kwietnia br. Oficjalnym delegatem ZPIL był kol. Zbigniew Lisowski.

6. Konkurs Ministerstwa Spraw Wojskowych.

Ministerstwo Spraw Wojskowych — Dowództwo Lotnictwa ogłosiło konkurs nieograniczony na „Wysokosprawny tłumik odgłosu wydechu silnika lotniczego". Warunki Konkursu podane są w niniejszym numerze „Techniki Lotniczej".

7. Osobiste.

Kol. Pawlikowski Józef został powołany na Przewodniczącego Międzynarodowej Komisji Oświetlenia Lotniczego na Kongresie Oświetleniowym, który odbędzie się w czerwcu r. b. w Hadze.

Za Zarząd:

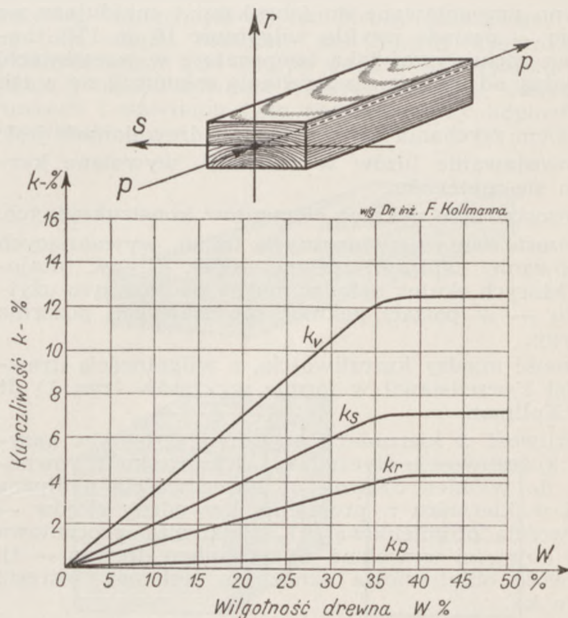
(—) *W. Dostatni*, sekretarz (—) *J. Bukowski*, Prezes

Zebrania odczytowe

Błędy fabrykacyjne i konstrukcyjne w drewnianych konstrukcjach lotniczych oraz sposoby ich unikania, wygłosił w dniu 31 marca r. b. tng. Stefan Kozanecki.

Duże zalety drewnianych konstrukcji lotniczych w porównaniu do konstrukcji metalowych nie wystarczyły do opanowania produkcji lotniczej przez drewno — wskutek jego zasadniczej wady, jaką jest niejednorodność struktury.

Istnieje nieuzasadniona opinia, że drewno wymaga jeszcze poddania go gruntownym badaniom pozwalającym na wyciągnięcie właściwych wniosków i całkowite poznanie tego tworzywa. Zdaniem prelegenta jednak wszystkie niespodzianki, jakie zdarzają się niemal ustawicznie w praktyce przemysłowej i dyskredytują konstrukcję drewnianą, są spowodowane błędami fabrykacyjnymi i konstrukcyjnymi, których źródłem jest nieumiejętność i nieopanowanie drewna jako materiału konstrukcyjnego przez konstruktorów oraz warsztatowców.



Rys. 1. Zależność kurczliwości od wilgotności drewna.

Prelegent wymienił dwa zasadnicze błędy:

1. Używanie drewna o zbyt dużej wilgotności wskutek braku odpowiednich jego zapasów w fabrykach oraz braku urządzeń do sezonowania.

2. Nieumiejętne stosowanie kierunków włókien i słojów drewna w poszczególnych elementach konstrukcyjnych.

Odpowiednia literatura techniczna zagraniczna traktująca o drewnie nie jest dostatecznie znana naszym konstruktorom.

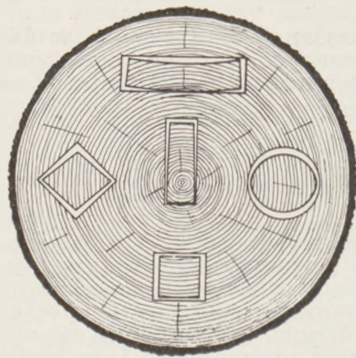
Program prac badawczych na przyszłość powinien obejmować badania chemiczne drewna, a w szczególności studia nad sposobami jego ulepszania.

Aby uniknąć na przyszłość powtarzania się wymienionych błędów, prelegent omówił szczegółowo obydwa zagadnienia.

I. Wilgotność.

Jak wykazują badania, wilgotność przedmiotów drewnianych, znajdujących się w pomieszczeniach zamkniętych, waha się w granicach od 8 do 10%. Części drewniane samolotów znajdujących się w hangarach wykazują zazwyczaj 10 do 12% wilgotności.

Pragnąc uniknąć szkodliwego zawsze zsychania się elementów drewnianych, należy używać do produkcji materiału o wilgotności w granicach 10 do 12%, to jest takiej, jaka panować będzie w hangarze.



Rys. 2. Zmiany postaciowe elementów wyciętych w różny sposób z pnia.

Drewno przygotowane do fabrykacji i znajdujące się w szopie — posiada zwykle wilgotność 15 do 17%, należy więc zachowywać taką temperaturę w warsztatach, aby zależny od niej proces zsychania zakończył się w ich obrębie.

Skutkiem zsychania się konstrukcji drewnianych jest:

1. Pozostawanie luzów w okuciach, wywołane kurczeniem się materiału.

2. Pozostawanie pęknięć elementów konstrukcyjnych.

3. Pozostawanie niewidocznych zmian, wywołujących występowanie naprężeń wewnętrznych (t. zw. utajonych), których skutek oglądać można po dłuższym użytkowaniu — w postaci pęknięć nie mających pozornie przyczyny.

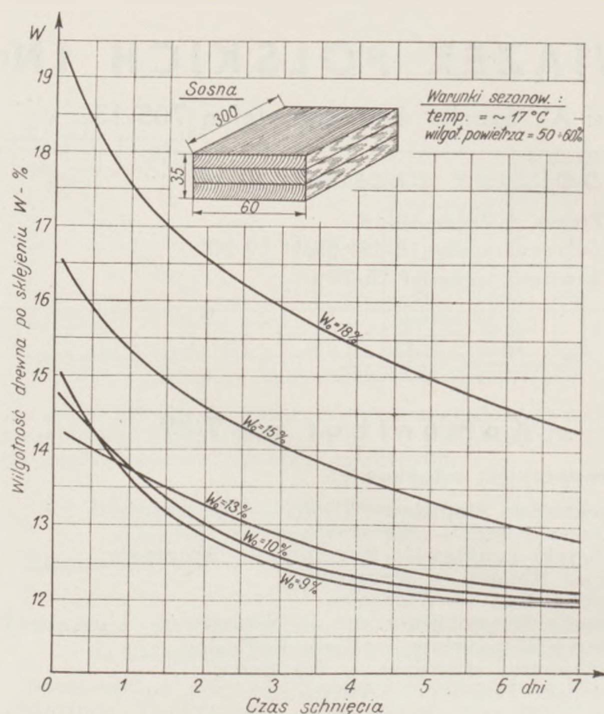
Zależność między kurczliwością, a wilgotnością drewna badał i przedstawił w formie wykresów (rys. 1) dr inż. F. Kollman.

Kurczliwość w kierunku S stycznym do słojów nazywa się kurczliwością styczną k_s, w kierunku P równoległym do włókien drewna — kurczliwością podłużną k_p, zaś w kierunku r, promienia krzywizny słojów — kurczliwością promieniową k_r. Całkowita procentowa zmiana objętości wywołana wysychaniem drewna — tj. kurczliwość objętościowa oznaczona jest na wykresie znakiem k_v.

Przebieg krzywych obrazujących te kurczliwości jest bardzo podobny, jedynie wielkość skurczu procentowego przy danej wilgotności procentowej jest różna i najmniejsza wzdłuż włókien (tj. kurczliwość k_p) największa zaś w kierunku stycznym (k_s).

W miarę wzrostu wilgotności procentowej drewna zwiększa się jego kurczliwość. Przy wilgotności 35% odpowiadającej stanowi wypełnienia wodą komórek drewna i ich ścianek — kurczliwość przestaje wzrastać i przy wilgotnościach wyższych, kiedy woda znajduje się również w przestrzeniach międzykomórkowych, kurczliwość przy wysychaniu posiada już wartość stałą.

Średnia kurczliwość jest różna dla poszczególnych rodzajów drewna; podaje ją tabela nr 1.



Rys. 3. Wilgotność drewna po sklejeniu w funkcji czasu.

Tabela I.

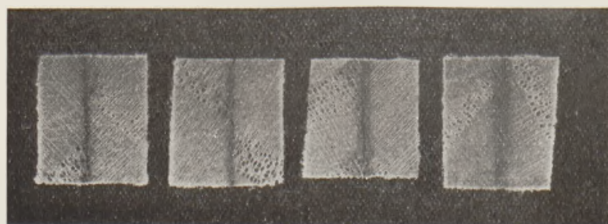
Średnia kurczliwość w % niektórych rodzajów drewna od stanu świeżego do zupełnie suchego

Rodzaj drewna	Wzdłuż włókien	W kierunku promieniowym	W kierunku stycznym
sosna	0,120	3,04	5,72
jesion	0,50	3,60	7,20
olcha	0,36	3,00	5,07
lipa	0,20	6,00	9,20

Przy projektowaniu konstrukcji drewnianych należy pamiętać o odpowiednim doborze kierunków włókien drewna w poszczególnych elementach, jak również o łączeniu ze sobą drewna o jednakowych lub podobnych średnich kurczliwościach.

Skutkiem różnic między kurczliwością styczną k_s i promieniową k_r jest zależność rodzaju wypaczenia się klocka drewnianego od jego położenia w stosunku do kierunków słojów pnia, z którego został klocek wycięty. Uwidocznia to wyraźnie rys. 2.

Drewno używane do konstrukcji lotniczych posiada oprócz wilgotności „przyrodzonej" (skutek niewyschnięcia świeżego materiału) również wilgotność wprowadzoną przy klejeniu poszczególnych elementów ze sobą.

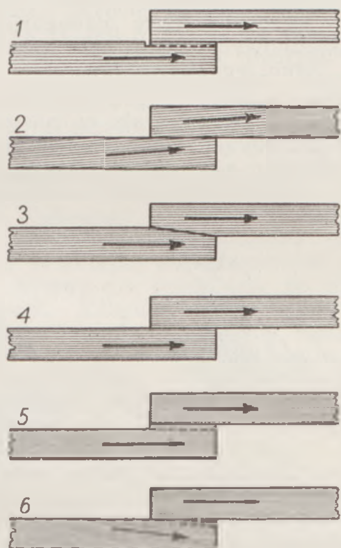


Rys. 4. Fotografie przekrojów próbek badanych w I.T.L. R_t od lewej strony wynosi: 85,103, 123, 127 kg/cm².

Używamy dotychczas niemal wyłącznie klejów kazeinowych. Kaurity stosowane za granicą znajdują się u nas w stadium badań. Zasadniczą wadą kazeiny jest jej brak odporności na działanie wody, wskutek czego należy chronić ją od wpływów atmosferycznych, co, jak wiemy, jest nader trudne. Woda wchodząca w skład kleju wsiąka w łączone drewno i dostaje się do przestrzeni międzykomórkowych. Niepożądanemu przenikaniu jej do wnętrza komórek, wymagającemu pewnego czasu, zapobiega równoczesne rozpoczęcie się procesu wysychania, wskutek czego woda „nie zdąży“ przedostać się do środka komórki, nim wyparuje.

Wilgotność w % po sklejeniu maleje z biegiem czasu i zależna jest od stopnia pierwotnej wilgotności w_o, klejonego drewna (tj. przed sklejeniem).

Przedstawione na rys. 3 krzywe obrazują stopień procentowej wilgotności sklejonego drewna w funkcji czasu (od sklejenia) dla różnych w_o, ustalony w wyniku badań przeprowadzonych w I. T. L. dla sosnowej próbki o podanych wymiarach. Jak widać, najlepsze wyniki daje drewno o małej wilgotności procentowej, oddając w ciągu krótkiego czasu niemal wszystką wodę wprowadzoną doń przy klejeniu. Posiada ono wtedy wewnątrz komórek przed i po klejeniu tę samą wilgotność.



Rys. 5. Połączenia pracujące na ścinanie.

Poprawność klejenia wymaga, aby drewno wchłonęło jak największą ilość kleju.

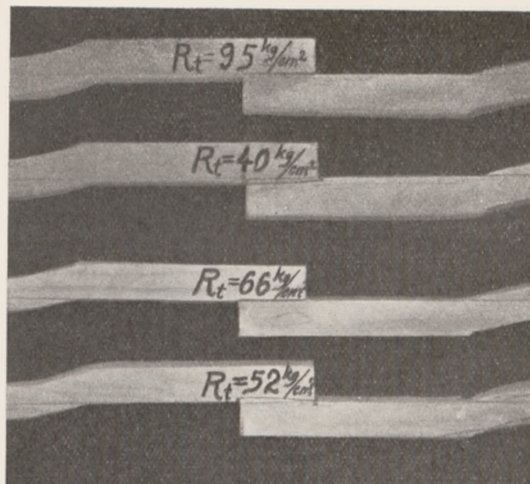
Załączone zdjęcie (rys. 4) przekroju próbek poddanych rozciąganiu wykazało, że największą wytrzymałość po 5 dniach wysychania kleju miało połączenie, gdzie duża ilość kleju dobrze przeniknęła w głąb drewna.

Dla dobrego jesionu starannie przyklejonego można osiągnąć wartość $R_t = 170$ kg/cm². Wytrzymałość połączenia pracującego na ścinanie (i zginanie) zależna jest od sposobu jego wykonania (patrz rys. 5).

II. Kierunki włókien w elementach konstrukcyjnych.

Gdy kierunki włókien obu łączonych elementów są równoległe (rys. 5 połączenie 4) to naprężenie niszczące wynosi $R_t = 90$ kg/cm².

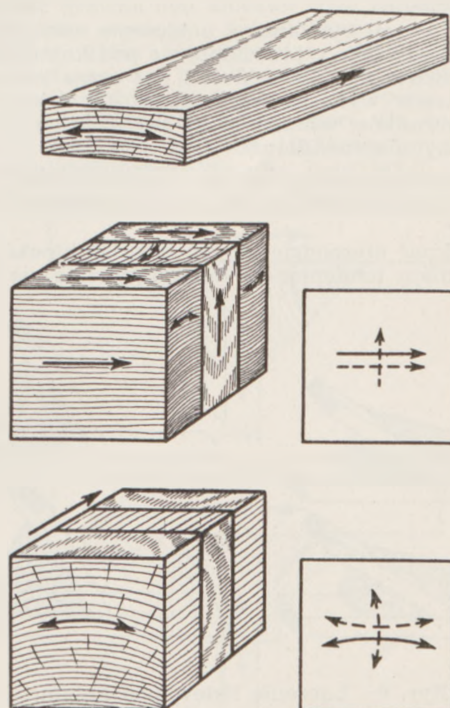
Jeśli jednak włókna jednej z części zostaną w okolicy połączenia „podcięte“ (połączenie 1 lub 5), lub gdy kierunek ich jest nierównoległy i „rozbieżny“ (patrz połączenie 6) to następuje ścięcie się włókien drewna wzdłuż linii kreskowanej i wytrzymałość takiego połączenia wynosi $R_t \leqslant 40$ do 50 kg/cm². Największą wytrzymałość połączenia można osiągnąć, jeśli płaszczyzna klejenia jest nieco ukośnie położona w stosunku do kierunku włókien, co można uzyskać przez pochylenie w stosunku do kierunku osi próbek, albo płaszczyzny klejenia (połączenie 3), albo kierunków włókien (porównaj połączenie 2). Naprężenie niszczone przy klejeniu może wynosić wtedy $R_t \geqslant 100$ kg/cm². Należy przy tym pamiętać, że wszelkie wgniecenie lub załamanie włókien zmniejsza wytrzymałość drewna. Zdjęcie próbek badanych w I.T.L. pokazane jest na rys. 6.



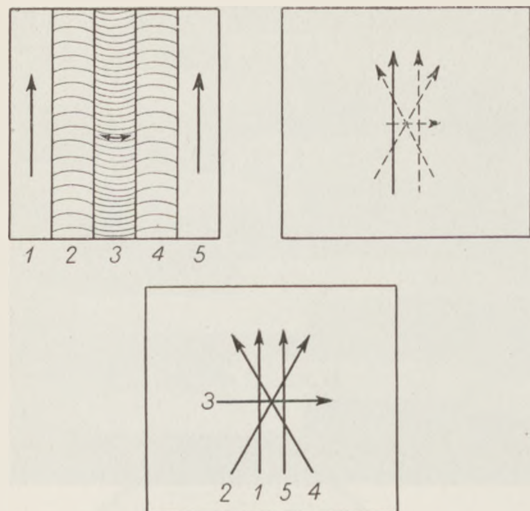
Rys. 6. Fotografia próbek badanych w I.T.L.

Podlaska Wytwórnia Samolotów podjęła inicjatywę w sprawie opracowania Instrukcji Stosowania Drewna w Lotnictwie. Prelegent wspomniał o nadesłanym do I.T.L. projekcie Instrukcji, zawierającym między innymi propozycje oznaczania kierunków włókien drewna przy pomocy prostych strzałek z jednym grotem, zaś kierunków rocznych słoi drewna (rys. 7) przy pomocy strzałek (o krzywiźnie takiej jak krzywizna słoi — sztorców) posiadających dwa groty.

Jeżeli klocek sklejony jest z kilku warstw drewna o różnych kierunkach włókien (i słoi) wówczas strzałka warstwy wierzchniej (tj. od strony patrzącego) rysuje się linią ciągłą, następne zaś liniami kreskowanymi. Praktyczniejszy jest sposób podany na rysunku 8, polegający na umocowaniu warstw drewna o różnych kierunkach i stawianiu tych numerów przy odpowiednich strzałkach.



Rys. 7. Oznaczenia kierunków włókien i słoi proponowane przez P.W.S.



Rys. 8. Oznaczenia kierunków włókien i słoi proponowane przez P.W.S.

Instrukcja opracowana przez P.W.S. zawiera ponadto szereg interesujących przykładów rozwiązań elementów konstrukcji drewnianej — między innymi niektóre z poniżej omówionych.

Na rys. 9 przedstawione jest rozwiązanie połączenia dwóch listew przy pomocy klocków. Należy zwrócić uwagę na odmienne kierunki włókien i sztorców przy połączeniu listew pod kątem rozwartym i pod kątem ostrym. We wszystkich połączeniach klejonych drewna należy przestrzegać następującej zasady:

Klocki łączące winny być zawsze tak wykonane i umieszczone, aby do płaszczyzn klejenia przylegały one włóknami, a nie sztorcami.

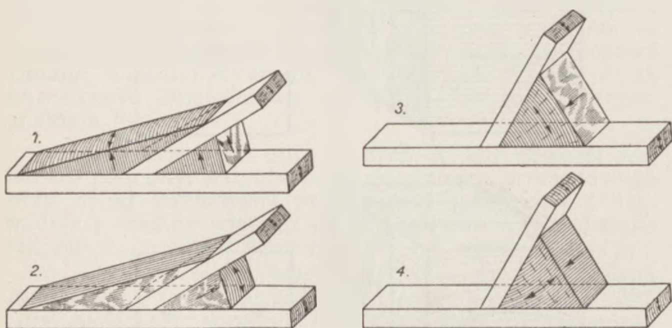
Klejenie do sztorców jest wadliwe, ponieważ drewno w tym kierunku zsycha się nierównomiernie, powodując w niektórych miejscach odstawanie ścianek, a ponadto sztorce chłoną zbyt głęboko klej, zostawiając go zbyt mało w płaszczyźnie klejenia.

Na rys. 9 — 1 przedstawione jest połączenie listew wadliwe — ponieważ klocek przylega sztorcami do płaszczyzn klejenia.

Obydwa wyżej wymienione połączenia odnoszą się do przypadku, gdy listwy przecinają się pod kątem 30° (lub dla kąta rozwartego 150°). Jeżeli kąt ostry jaki tworzą kierunki listew wynosić będzie około 45°, wtedy zastosowanie kierunków włókien w klocku — jak na rys. 9-1 i 9-2 byłoby nieprawidłowe.

Aby zachować zasadę dobrego klejenia należy klocki ustawić w tym przypadku tak, jak to pokazują rysunki 9-3 i 9-4.

Aby uniknąć niespodziewanych pęknięć klocków, które często mają tendencje do rozwarstwiania się wzdłuż włókien, stosować należy wykroje, przedstawione na rysunku 10. Dla wzmocnienia połączenia dwóch listew stosuje się często nakładki ze sklejki, widoczne na rysunku 11, specjalnie wskazane dla przenoszenia rozciągania.



Rys. 9. Łączenie listew pod kątem.

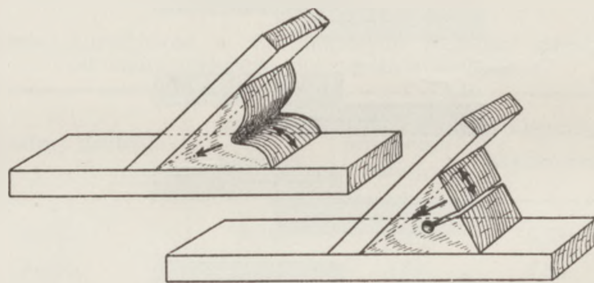
1. Nieprawidłowe łączenie listew tworzących kąt 30°
3. i 4. Prawidłowe łączenie listew tworzących kąt ~ 45°
2. Prawidłowe łączenie listew tworzących kąt 30°

Fragment dźwigarka (żeberka) skrzynkowego pokazuje poprawne połączenie pasa z klockiem oraz sposób krycia sklejką. Włókna sklejki bocznej dźwigarów w warstwie przylegającej do płaszczyzny klejenia należy dawać prostopadle (lub pod kątem 45° — co jest poprawniejsze zdaniem sprawozdawcy) do kierunku włókien w pasach. Zapobiega to nadmiernemu przeciążeniu sklejki wynikającymi z jej innego współczynnika sprężystości, zaś sklejka o dwu warstwach posiadających włókna prostopadłe do kierunku działania siły w pasie dźwigarka, pracować będzie jak „harmonijka". Ponadto usuwa to niebezpieczeństwo oderwania przez pas części okleiny przyległej doń.

Stosując klocki o kierunkach włókien prostopadłych do kierunku listew (pasów) należy pamiętać, aby długość ich była mniejsza niż szerokość listew (patrz rys. 11 i 12). Wskutek tego, że kurczliwość podłużna jest mniejsza od stycznej klocek po wyschnięciu drewna konstrukcji wystawałby poza listwy i odrywałby sklejkę.

Następnie prelegent poruszył sprawę kilkuwarstwowych klocków łączących pasy dźwigarów, zalecając w warstwach środkowych stosowanie zamiast klocków całkowitych — tylko jego kawałków.

Przeprowadzone w I. T. L. próby wytrzymałościowe klocka trójwarstwowego wykazały co następuje: klocek o włóknach w warstwach zewnętrznych równoległych do kierunku działania siły, zaś w warstwie środkowej, składającej się z trzech oddzielnych części (między nimi

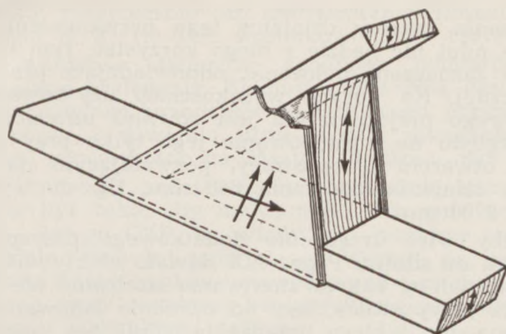


Rys. 10. Nacięcia klocka dla uniknięcia pęknięć.

była szpara na ~ 5 mm), o włóknach prostopadłych do tej siły — poddano ściskaniu. Następnie wykonano z takiego samego drzewa analogiczny klocek — ale ze środkową warstwą pełną i poddano go takiejże próbie. Okazało się, że klocek ze szparami wytrzymał siłę bardzo niewiele mniejszą od klocka pełnego, zaś naprężenia niszczące odniesione do przekroju zmniejszonego wskutek odjęcia szpar były nawet wyższe od odniesionych do klocka pełnego. Łącząc sklejkę z pasami dźwigara pod kątem prostym (patrz rys. 13) należy stosować listewki prostokątne, nie zaś trójkątne, gdyż te ostatnie zwykle pękają. Stosuje się to również i do łączenia listew pod kątem prostym przedstawionym na rys. 14 gdzie, aby uniknąć pękania klocków trójkątnych należy stosować klocki prostokątne z wykrojami.

Styki arkuszy sklejki muszą być tak podparte, aby na całej długości fazowania sklejka opierała się na listewkach, jak to widać na rysunku 15. Jest to konieczne dla odpowiedniego wygięcia arkuszy przy klejeniu. Sklejka zbyt gruba wymaga tak znacznych docisków przy „krępowaniu", że mogą one nawet niszczyć mocne listewki.

Na zakończenie prelegent wspomniał o stosowanym lakierowaniu wnętrza konstrukcji w celu zabezpieczenia jej od szkodliwych wpływów atmosferycznych. Zdaniem prelegenta lakierowanie sklejki pokrycia od strony spodniej — jest niewłaściwe — a nawet wadliwe ponieważ, jeśli wskutek złego dopasowania sklejki zdarzy się tak, że wypadnie kleić do miejsca polakierowanego to następuje zmydlanie. Sklejka stosowana obecnie ła-



Rys. 11. Wzmocnione połączenie nakładką ze sklejki.

czona jest bakelitem odpornym na wilgoć i lakierować jej nie potrzeba.

Dyskusja.

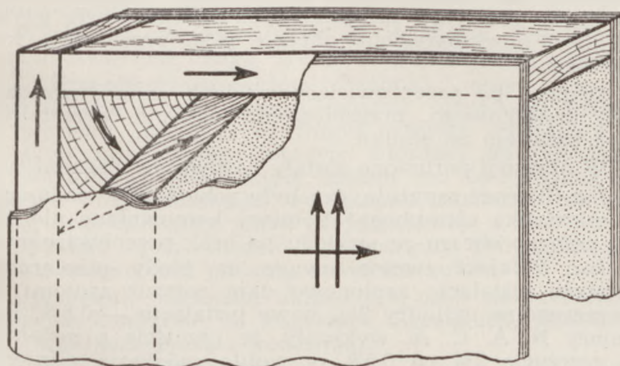
Inż. Wacław Czerwiński nie zgadza się z koniecznością wycinania klocków (rys. 10) i uważa, że zamiast robić wykrój, należy skrócić klocek. Również rozwiązanie podane na rys. 14 jest niewłaściwe, ponieważ takie klocki pękają. Stosowanie miejsc pustych w środkowych warstwach klocków złożonych jest niewłaściwe. Należy dawać klocki pełne o różnych kierunkach włókien, aby przy różnych rodzajach obciążeń jakie będą miały miejsce w okuciu zamocowanym na tym klocku, zawsze była warstwa klocka obciążona siłami wzdłuż włókien i dobrze pracująca.

Inż. Lech Rakowski twierdzi, że ani klej ani lakier nie ulegną zepsuciu przez zmydlanie — natomiast klej nie wsiąknie w sklejkę polakierowaną i dlatego należy lakierować sklejkę nie przed lecz po przyklejeniu.

Inż. Zbigniew Krzywobłocki — zapytuje prelegenta czy były robione próby klocków z różnych materiałów oraz jakie jest zdanie jego o wyginaniu dźwigarów.

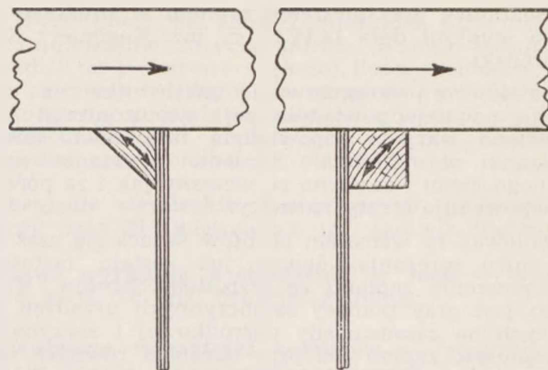
Inż. Kazimierz Korsak — zwraca uwagę, że przy badaniu próbek klejonych na ścinanie, można było uniknąć zginania (rys. 6) przez przyklejenie nie jednego kawałka lecz dwóch — symetrycznie.

Dr inż. Aleksander Grzędzielski. — Wytrzymałość drewna wykazuje znaczny rozrzut. Tylko wtedy wyniki badań empirycznych można uważać za miarodajne, jeżeli dokładność pomiarów jest większa od możliwego rozrzutu. Różnica wielkości sił jakie przeniosły klocki w obu wypadkach przytoczonych przez prelegenta była tak niewielka, że mogła być ona wywołana różnicą wytrzymałości drewna. Nie można więc przytoczonego wyniku próby uważać za wystarczający i wyciągać zeń wniosków ogólnych.*) Również i krzywe podane przez Kollmann'a mają charakter krzywych teoretycznych ponieważ w praktyce będzie napewno rozrzut stopnia kurczliwości przy różnych wilgotnościach.



Rys. 12. Fragment żeberka skrzynkowego.

*) Przeprowadzone następnie badanie podobnych klocków w I.T.L. wykazały słuszność zastrzeżeń dr inż. Grzędzielskiego. Klocki ze szparami przenosiły znacznie mniejsze siły niż klocki pełne. (Przypisek sprawozdawcy).

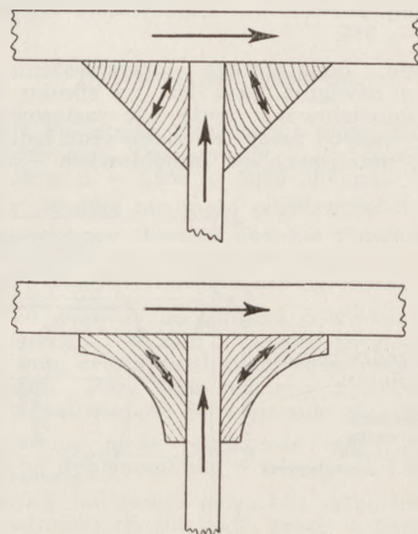


Rys. 13. Łączenie sklejki z pasami oraz klejenie arkuszy sklejki na listwie.

Prelegent odpowiada, że stosowanie klocków z wykrojami jest konieczne, gdyż dajemy na wierzch sklejkę, co pozwala na jej dobre podparcie. (Zdaniem sprawozdawcy zmniejszanie wielkości klocka jest o tyle niewskazane, że zmniejsza ono powierzchnie klejenia, czego unika się, przez stosowanie wycięć w klockach). Prelegent zgadza się z inż. Czerwińskim, że przy małych klockach (pod okucia) wszystkie ich warstwy powinny być wypełnione, natomiast przy klockach dużych wymiarów konieczne jest stosowanie miejsc pustych, aby ułatwić wysychanie drewna po sklejeniu. Duże klocki bez miejsc pustych wysychają nierównomiernie, co powoduje ich gwałtowne pękanie po znacznym nawet czasie. Co do sprawy lakierowania sklejki od wewnątrz konstrukcji (skrzydeł czy stateczników) to prelegentowi chodziło o podkreślenie zmniejszenia wytrzymałości klejenia, jakie wtedy będzie miało miejsce.

Jeśli chodzi o rozrzut przy badaniu próbek poruszony przez dr inż. Grzędzielskiego, to prelegent sądzi, że wytrzymałość drewna obu klocków była jednakowa, ponieważ były one wycięte z jednej listwy.

Próby, o które zapytuje inż. Krzywobłocki, były przeprowadzane za granicą: przy różnych rodzajach drewna należy brać pod uwagę ich różną kurczliwość oraz różne spółczynniki sprężystości. Co do wyginania pasów to jest ono znikome i zdaniem prelegenta nie stanowi niebezpieczeństwa dla konstrukcji.



Rys. 14. Łączenie listew pod kątem prostym.

Dodatkowe przyspieszenie zapłonu w silnikach lotniczych wygłosił dnia 14.IV.39 r. inż. Kazimierz Kamieniobrodzki.

Prawidłowe wyregulowanie iskrownika na silniku polega na najodpowiedniejszej synchronizacji chwili powstania iskry z odpowiednią fazą suwu sprężania mieszanki w cylindrze. Spalenie mieszanki wymaga pewnego czasu i zarówno za wczesny jak i za późny zapłon powodują straty na mocy.

Ponieważ ze wzrostem obrotów skraca się czas trwania suwu sprężania, dawno już zostało zastosowane przyspieszenie zapłonu ze wzrostem obrotów. Uzyskane to jest przy pomocy samoczynnych urządzeń, działających na zasadzie siły odśrodkowej i zaczynających przyspieszać zapłon już przy obrotach równych mniej-więcej połowie obrotów nominalnych silnika. Przyspieszenie to wynosi od kilkunastu do kilkudziesięciu stopni na wale silnika.

Wprowadzenie paliw wysokooktanowych umożliwiło zastosowanie wyższych stopni sprężania i większych ciśnień ładowania. W silnikach takich mieszanka pod koniec suwu sprężania ma wyższe temperatury i ciśnienia, i w związku z tym krótszy jest czas spalania. Tym się tłumaczy, że silniki o tych samych obrotach nominalnych i podobne do siebie pod względem konstrukcyjnym, mają w zależności od ciśnień ładowania różne przedzwrotności zapłonu. Np. Merkury IV o ciśn. ład. 760 mm. Hg. ma przedzwrotność zapłonu 35°, a Pegaz XX o ciśn. ład. 915 mm. Hg. — tylko 27°.

W silnikach o dużym nominalnym ciśnieniu ładowania, użytkowanym na mocy zredukowanej, jak również przy pracy na ultra-ubogiej mieszance, pożądane staje się dodatkowe przyśpieszenie zapłonu. Na rys. 1 przedstawiony jest schematycznie przebieg przedzwrotności zapłonu. Krzywa *a* przedstawia pożądany przebieg przedzwrotności zapłonu, linie *b* i *c* — uzyskiwany na iskrownikach B. T. H. i Watford. Iskrowniki B. T H., dające dodatkowe przyspieszenie zapłonu, zastosowane są na silnikach Pegaz XX.

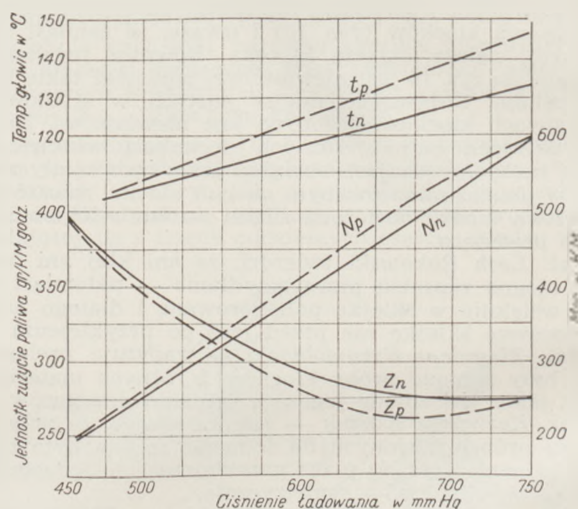
Na rys. 2 przedstawione są korzyści, jakie można uzyskać na silniku Pegaz XX przez racjonalne zastosowanie dodatkowego przyspieszenia zapłonu (na podstawie prób hamownianych). Największy przyrost mocy 7 — 8% i oszczędność na zużyciu paliwa 5 — 6% uzyskuje się przy ciśnieniu ładowania 650 — 700 mm. Hg. Przy ciśnieniu ładowania około 750 mm. Hg. dodatkowe przyspieszenie powoduje jedynie podwyższenie temperatury silnika, nie dając korzyści ani na mocy ani na zużyciu paliwa. W lotach na dużych wysokościach przy całkowicie otwartej przepustnicy, dzięki dodatkowemu przyspieszeniu jest możliwe zachowanie tej samej mocy przy ciśnieniu ładowania mniejszym o około 25 mm. Hg., co pozwoli na skrócenie czasu wznoszenia i podwyższenie pułapu.

Dodatkowe przyspieszenie zapłonu przy mieszance ultra-ubogiej pozwala na zmniejszenie zużycia paliwa o około 7 — 8%.

Urządzenie dodatkowego przyspieszenia zapłonu, sprzężone z dźwignią gazu jest na silniku Pegaz XX wadliwie zainstalowane; może być zastosowane w zakresie zbyt małych mocy (na ziemi ciśn. ład. 450 — 660 mm. Hg.), mniejszych od przelotowych - ekonomicznych o około 17%. Brak na skrzynce manetek pilota wskazania zakresu działania tego przyspieszenia sprawi, że pilot nie będzie z niego korzystać, tym bardziej, że ma zaznaczone położenie, odpowiadające pracy ekonomicznej. Na dużych wysokościach użytkowanie dodatkowego przyspieszenia jest również uniemożliwione ze względu na występowanie jego tylko przy częściowym otwarciu przepustnicy, pozwalającym na utrzymanie ciśnienia ładowania 660 mm. Hg. do wysokości około 2700 m.

Ażeby więc urządzenie dodatkowego przyspieszenia zapłonu na silniku Pegaz XX dawało efektywne korzyści, należałoby zakres stosowania uzależnić nie od położenia przepustnicy, lecz od ciśnienia ładowania. Przy zastosowaniu takiego urządzenia, silnik bez względu na wysokość lotu będzie w określonym zakresie ciśnień ładowania pracować na przyspieszonym zapłonie, co pozwoli na lepsze wykorzystanie silnika w locie na dużych wysokościach (powyżej 5000 m.).

Gaźnik Master Control nie posiada odpowiedniego serwo-motoru, pozostającego pod wpływem ciśnienia ładowania, natomiast w gaźniku automatycznym S. U.



Rys. 2. Zmiana charakterystyk silnika Pegaz XX przy zastosowaniu dodatkowego przyśpieszenia zapłonu.

t — temperatura głowic
N — moc silnika
z — jednostkowe zużycie paliwa
indeks *n* — dotyczy normalnego zapłonu
,, *p* — ,, dodatkowo przyśpieszonego zapłonu

możnaby do nastawiania dodatkowego przyspieszenia zapłonu wykorzystać istniejący już serwo-motor, służący do otwierania zaworu mocy i mocy maksymalnej, w zależności od ciśnienia ładowania.

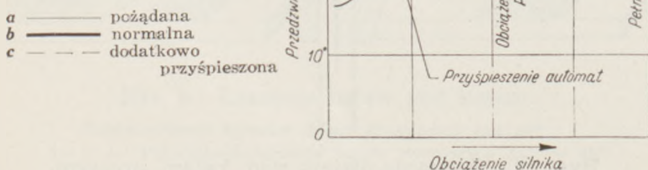
Korzyści ze stosowania dodatkowego przyspieszenia zapłonu na silniku Pegaz XX byłyby dostępne także w czasie przelotów na mniejszych wysokościach, gdyby obniżyć moc, określaną obecnie jako przelotową-ekonomiczną.

Dopiero po przeprowadzeniu takich zmian, urządzenie dodatkowego przyspieszenia zapłonu przestałoby być balastem na silniku.

W dyskusji poruszone zostały następujące zagadnienia:

Inż. Werner zapytuje, czy były robione doświadczenia z mieszanką ultraubogą? Pomiary hamowniane nie dają pełnego obrazu ze względu na brak przeciwciśnienia.

Inż. Ratajski zwraca uwagę na błędy pomiarowe. Starsze instalacje zapłonowe dają rozrzut zapłonu na poszczególne cylindry 2%, nowe instalacje — 0,5%. Pomiary N. A. C. A. wykazały, że przejście z instalacji o rozrzucie 2% na 0,5% pozwoliło zwiększyć ciśnienie ładowania około 9%. W tym samym stosunku powiększyło się również ciśnienie indykowane. Błędy pomiarowe mogą mieć znaczny wpływ na wynik. Dotyczyć to może zbieżności obu krzywych mocy przy większych ciśnieniach ładowania. Zmiana przedzwrotności zapłonu może być uzyskiwana ręcznie, automatycznie siłą od-



Rys. 1. Przedzwrotność zapłonu:

a ——— pożądana
b ━━━ normalna
c — — — dodatkowo przyśpieszona

środkową, elektrycznie lub hydraulicznie. Blokada mechaniczna B. T. H. daje stosunkowo duży rozrzut.

Inż. Muraszew stwierdza zgodność pomiarów ITL z badaniami prelegenta. Zamiast z dźwignią gazu można by sprzęgnąć urządzenie dodatkowego przyspieszenia zapłonu z dźwignią ultra-ubogiej mieszanki. Dodatkowy serwo-motor na Master Control'u jest fikcją.

Inż. Czarnocki podaje, że synchronizacja iskrownika powinna być taka, aby maksymalne ciśnienie wypadało 12 — 17° po OZP, bo wtedy jest mniejsze ciśnienie maksymalne przy tej samej mocy. Wydaje się, że obecna zmiana kątów zapłonu spowodowana jest chęcią podwyższenia mocy startowej bez uzyskania detonacji przy stosowaniu normalnego paliwa.

Inż. Dunikowski uważa, że pokrycie się obu krzywych mocy przy większych ciśnieniach ładowania następuje w wyniku wzrostu temperatur przy dodatkowym przyspieszeniu zapłonu.

Prelegent wyjaśnił, że badań w locie nie przeprowadzał. Przy pracy na ubogiej mieszance otrzymał 8%-owe zmniejszenie zużycia paliwa. Wnioski swoje wyprowadził na podstawie większej ilości pomiarów. Projekt złączenia dźwigni od urządzenia dodatkowego przyspieszenia z dźwignią zubożania wydaje się życiowy. Przedzwrotność zapłonu jest obecnie nastawiana raczej dla mocy nominalnej, niż startowej.

Uzbrojenie strzeleckie nowoczesnych płatowców — wygłosił dnia 28 kwietnia b.r. inż. Ludwik Białkowski.

Krzywa wyrwania, a obciążenia w locie — wygłosił dnia 5 maja b.r. inż. Franciszek Janik.

Nowoczesne wyrzutniki bombowe — wygłosił dnia 19 maja br. inż. Zdzisław Tychoniewicz.

Streszczenia wymienionych odczytów i dyskusji zostaną zamieszczone w następnym numerze Techniki Lotniczej.

Konkurs nieograniczony

na „wysoko-sprawny tłumik odgłosu wydechu silnika lotniczego"

I. Ogólne warunki konkursu

1. *Przedmiot konkursu.* Przedmiotem konkursu jest tłumik odpowiadający wymaganiom, podanym w warunkach technicznych konkursu.

2. *Udział w konkursie.* W konkursie mogą brać udział wynalazcy krajowi wojskowi i cywilni.

Nie jest wymagane, aby nagrodzony projekt był opatentowany, ani też odstąpiony bezpłatnie na rzecz M. S. Wojsk.

Nagrodzone prace pozostają własnością projektodawców, jednak M. S. Wojsk. zastrzega sobie:

a) prawo do wykonywania przedmiotu pomysłu bez osobnego wynagrodzenia autora w ilościach potrzebnych do wypróbowania;

b) prawo pierwokupu, wzgl. prawo wykonywania wynalazku za dodatkową opłatą i wówczas projekt nie może być opublikowany bez zgody M. S. Wojsk.

3. *Wykonanie projektu.* Projekty winny być przedstawione na sąd konkursowy w formie rysunków technicznych z podaniem wymiarów i materiału.

Do rysunków ma być dołączony dokładny opis przedmiotu i sposobu działania zasadniczych części składowych.

Pożądane jest, ze względu na przedmiot konkursu, dołączenie modelu zdatnego do prób w/g warunków technicznych.

Rozwiązanie konstrukcyjne musi być nowe, nigdzie nie publikowane, ani też nie zgłoszone do opatentowania przez osoby trzecie.

Wynalazki zakupione przez M. S. Wojsk. (lub przedsiębiorstwa) nie mogą być przedstawiane na konkurs.

4. *Przesyłanie projektów.* Rysunki i opisy powinny być złożone w zalakowanej kopercie, opatrzonej hasłem i napisem: „Konkurs na tłumik odgłosu wydechu"; w osobnej zalakowanej kopercie włożonej do pierwszej i zaopatrzonej tym samym hasłem, ma być podane na kartce: imię i nazwisko, ew. stopień służbowy lub zawód, oraz dokładny adres projektodawcy.

Rysunki, opisy, modele itp. powinny być oznaczone tylko hasłem, bez podania nazwiska autora.

Ujawnienie nazwiska autora lub osób zainteresowanych w konkursie na kopertach, rysunkach, modelach itp. wyklucza pracę z konkursu.

5. *Termin nadsyłania prac.* Prace konkursowe należy złożyć lub przesłać do Instytutu Technicznego Lotnictwa — Warszawa, ul. Racławicka 3, najpóźniej do dnia 30 września 1939 r. Dla zgłoszeń zamiejscowych uważa się ten termin za dotrzymany, jeśli przesyłka była nadana najpóźniej dnia 30 września 1939 r.

Koszty przesyłki muszą być opłacone przez nadawcę.

6. *Nagrody.* Za prace konkursowe zostały ustanowione na rok 1939 następujące nagrody Pana II Wiceministra Spraw Wojskowych Szefa Administracji Armii:

3 nagrody	po	zł	3.000
6 nagród	po	zł	2.000
9 nagród	po	zł	1.000
10 nagród	po	zł	500

nadto mogą być przyznane dyplomy honorowe.

Nagrody i ich wysokość ustala Pan II Wiceminister Spraw Wojskowych.

7. *Sąd konkursowy.* Sąd konkursowy w składzie przedstawicieli: Sztabu Głównego, Biura Przemysłu Wojennego, Korpusu Kontrolerów, Dowództwa Lotnictwa i Instytutu Technicznego Lotnictwa zbierze się w połowie października r. b.

8. *Zwrot projektów.* Projekty konkursowe nienagrodzone będą zwrócone projektodawcom w ciągu czterech tygodni od dnia zatwierdzenia przez Pana II Wiceministra Spraw Wojskowych wyniku konkursu. Projekty nagrodzone mogą być zwrócone dopiero po ukończeniu ewent. formalności, związanych z ich wypróbowaniem, wykonaniem, oraz ewent. nabyciem, opatentowaniem itp.

9. *Informacje.* Informacji w sprawie konkursu udziela Referat Prawny Biura Technicznego ITL, tel. 444-26 w godzinach urzędowania.

II. Warunki techniczne

1. Tłumik dla silnika lotniczego o mocy 90 ÷ 130 KM, czterocylindrowego, szeregowego, odwróconego, o zakresie obrotów $n = 1850 \div 2300$ obr/min.

2. Ciężar tłumika nie może przekraczać 8 kg.

3. Obrys czołowy tłumika (kontur tłumika, widziany w kierunku lotu) nie może mieć większej powierzchni niż 250 cm². Długości tłumika nie ogranicza się.

4. Króciec wlotowy do tłumika powinien mieć średnicę zewnętrzną ∅ 60 mm i długość swobodną co najmniej 120 mm, celem możliwości dołączenia go do kolektora spalin. Poza tym powinny być przewidziane uchwyty, umożliwiające zamocowanie tłumika.

5. Tłumik nie może redukować mocy silnika przy pomiarach na dynamometrze o więcej niż 1,2%.

6. Materiały na tłumik mogą być tylko krajowe, odporne co najmniej na 200 godz. pracy w temperaturach rzędu 450°C.

7. Tłumik powinien być łatwy do wykonania.

I Polski Zjazd Spawalniczy

Przebieg Zjazdu i uchwały.

W niedzielę dnia 23.IV. b. r. zakończono 3-dniowe obrady I Polskiego Zjazdu Spawalniczego w Warszawie, zorganizowanego przez: Stowarzyszenie dla Rozwoju Spawania i Cięcia Metali w Polsce, Stowarzyszenie Hutników Polskich, Stowarzyszenie Inżynierów Mechaników Polskich, Związek Polskich Inżynierów Budowlanych i Związek Polskich Inżynierów Lotniczych.

Otwarcie Zjazdu odbyło się w dn. 21.IV. w Auli Politechniki Warszawskiej przy licznym udziale przedstawicieli władz.

Obrady Zjazdu, przy udziale ok. 400 osób ze świata naukowego, technicznego i przemysłowego, odbywały się w gmachu Stowarzyszenia Techników Polskich, gdzie urządzono również Wystawę Spawalniczą.

W Wystawie wziął udział cały przemysł produkujący urządzenia i materiały do spawania, wielkie zakłady stosujące spawanie, Państwowe Zakłady Lotnicze oraz Szkoła Podchorążych Lotnictwa — Grupa Techniczna.

Na Zjeździe wygłoszono 58 referatów w 5-ciu sekcjach fachowych: 1) Zagadnienia ogólne, 2) Urządzenia i materiały, 3) Zagadnienia wytrzymałościowe i metaloznawcze, 4) Spawanie w budowie maszyn, kotłów i zbiorników, 5) Spawanie w konstrukcjach inżynierskich.

Należy podkreślić, że w Zjeździe wzięli udział także zagraniczni goście z Francji, Niemiec i Jugosławii, wybitni fachowcy w dziedzinie spawania, którzy wygłosili 4 referaty.

Poza tym odbyły się dwa posiedzenia plenarne i wieczór odczytowy urządzony łącznie ze Stowarzyszeniem Techników Polskich.

Spośród uchwał Zjazdu na pierwszy plan wysunął się dezyderat dotyczący konieczności założenia w Warszawie „Domu Spawalnictwa", na terenie którego grupowałyby się wszelkie instytucje, mające na celu rozwój spawalnictwa w Polsce, między innymi: Wyższe Kursy Spawalnictwa dla Inżynierów i Instytut Naukowy Spawalnictwa. Zjazd uważa, że założenie „Domu Spawalnictwa" w Warszawie powinno być oparte na jak najszerszych podstawach, np. przez opodatkowanie się zainteresowanego przemysłu, oraz przez uzyskanie jak największego poparcia ze strony instytucyj rządowych i samorządowych.

Dalej powzięto uchwałę o konieczności poczynienia starań w sprawie utworzenia katedr spawania na naszych politechnikach, oraz cały szereg wniosków, mających na celu rozwinięcie prac badawczych w dziedzinie spawalnictwa i wykorzystanie ekonomicznych zalet spawania dla obrony kraju i w produkcji przemysłowej, a w pierwszym rzędzie w budowie mostów, kotłów i zbiorników oraz maszyn.

Następne zjazdy postanowiono zwoływać w terminach 3-letnich, a w międzyczasie, z okazji Walnych Zgromadzeń Stowarzyszenia dla Rozwoju Spawania i Cięcia Metali w Polsce — urządzać jednodniowe małe zjazdy, jako „Dnie Spawania".

Nowe wydawnictwa

ZARYS RACHUNKU WYKREŚLNEGO — Prof. Dr Inż. R. Mehmke — przełożył z II wydania niemieckiego i uzupełnił Dr Inż. J. Naleszkiewicz; słowo wstępne do przekładu polskiego napisał Prof. Dr M. T. Huber. Str. IX + 206 form. A5. Wyd. Instytut Techniczny Lotnictwa (Biblioteka Podręczników Technicznych Nr 5). Warszawa 1938.

Metody wykreślne rachunku liczbowego są bardzo chętnie widziane przez techników — zarówno dzięki szybkości, z jaką prowadzą do celu, jak i dzięki swej przejrzystości, a dodatkowo jeszcze wskutek znanej niechęci przytłaczającej większości konstruktorów, warsztatowców i technologów do operowania nawet niezbyt zawiłymi a tym bardziej istotnie skomplikowanymi wzorami. Metody wykreślne, przeważnie nader proste (o ile pominąć niektóre wyższe działy), spotykamy obecnie niemal wszędzie w technice, a więc nie tylko w wykładach, artykułach i podręcznikach, ale także w biurze i w warsztacie, przy czym występują one w rozlicznych, pozornie nieograniczenie różnorodnych odmianach. Przeciętnie wykształcony inżynier najczęściej bez trudu rozumie i opanowuje każdą w danym szczególnym przypadku występującą odmianę, a niejeden prostszy schemat wykreślny bywa przeznaczony dla techników typu średniego a nawet rzemieślników — i w razie należytego pouczenia rzeczywiście bywa przez nich z dobrym skutkiem użytkowany (choć może często nie zupełnie rozumiany). Inaczej jednak przedstawia się sprawa z wyborem i zaprojektowaniem schematów oraz wykonaniem wykresów — tu już potrzebny jest pewien, nieraz i pokaźny, stopień fachowości. Jakże jednak często — z niemałą szkodą dla wykładów, artykułów, podręczników, biur i warsztatów — autor (projektodawca), stwierdziwszy wielekroć swą zadawalającą sprawność „konsumpcyjną" w stosunku do rachunku wykreślnego, zbyt pochopnie a bez niezbędnej umiejętności staje się w tej dziedzinie wytwórcą — no i produkuje „tandetę wykreślną". Schemat wykreślny bowiem, nawet w zasadzie poprawny, może być złym schematem, o ile nie odpowiada najlepiej celowi, o ile nie jest możliwie najprostszy i w użyciu najdogodniejszy.

Tym właśnie brakom zapobiec i w tym zakresie dopomóc rosnącym rzeszom czynnych i biernych uczestników obiegu rachunkowo - wykreślnego postanowił autor omawianej książki, długoletni profesor politechniki w Stuttgart i pierwszy zapewne wykładowca nowego „przedmiotu nauczania", jako samodzielnej niejako dyscypliny naukowej w uczelni technicznej. Podręcznik systematyzuje chaotyczną pozornie mnogość poszczególnych rozwiązań, sprowadza je do niewielkiej liczby typów podstawowych, szereguje te typy według kilku przejrzystych linij przewodnich i opisuje w sposób zwięzły i systematyczny, przechodząc kolejno od elementów najprostszych do zagadnień trudniejszych. Przy tym na każdym kroku znać chwalebną troskę doświadczonego i fanatycznie zamiłowanego znawcy przedmiotu o podawanie metod i rozwiązań najprostszych, najpraktyczniejszych i posiadających możliwie najrozleglejsze zastosowanie.

Dziełko zawiera — o ile to było możliwe w stosunkowo niezbyt dużej objętości — nieomal całokształt przedmiotu, jednak z całkowitym pominięciem metod nomograficznych. Otóż nie od rzeczy będzie tu wspomnieć, że brak ten już przed dwoma laty został niejako zawczasu i w sposób bardzo udatny na naszym gruncie wyrównany przez dziełko oryginalne *inż. B. Konorskiego „Nomografia"* (vide recenzja w Techn. Now. Lotn., rok V, Nr 5, str. 147). Omawiana w niniejszej notatce książka, jakkolwiek tłumaczona (lecz do tłumaczenia „dobrze wybrana" — wg słowa wstępnego prof. Hubera), stanowi tedy już drugie z kolei wydawnictwo polskie z zakresu techniki rachunków wykreślnych. Obie książki uzupełniają się wzajemnie i powinny przez długie lata figurować tuż obok siebie nie tylko na półkach ale często na stołach i biurkach jak najliczniejszych inżynierów i techników, a już szczególniej lotniczych — z uwagi na specjalnie doniosłą rolę tej gałęzi wiedzy stosowanej w technice lotniczej.

Treść podręcznika przedstawia się w najkrótszym zestawieniu, jak następuje:

Rozdz. I. Zwykłe działania i rozwiązywanie równań.

A. Zastosowanie skal jednostajnych (wyrażenia proste, funkcje wymierne całkowite, rozwiązywanie równań liniowych z wielu niewiadomymi oraz równań kwadratowych).

B. Zastosowanie skal logarytmowych (do działań elementarnych, do obliczania wartości funkcyj oraz do rozwiązywania równań z jedną i wielu niewiadomymi, wraz z uzupełniającym studium własności geometrycznych obrazów funkcyj i równań).

Rozdz. II. Całkowanie i różniczkowanie.

A. Zastosowanie skal jednostajnych (całkowanie funkcyj wraz z zastosowaniami, różniczkowanie funkcyj, całkowanie równań różniczkowych zwyczajnych rzędu 1-go oraz ich układów, wreszcie całkowanie równań różniczkowych zwyczajnych rzędów wyższych).

B. Zastosowanie skal logarytmowych (do całkowania w ściślejszym znaczeniu oraz do równań różniczkowych zwyczajnych rzędu pierwszego i wyższych).

W dodatkach — uzupełnienia zarówno z zakresu dowodów i rozwinięć pewnych działów, jako też z dziedziny zastosowań.

Wobec ogólnego wysokiego poziomu książki i jej rzetelnej wartości naukowo - technicznej, nie miałoby celu ani sensu wysuwanie tu jakichś subtelnych zastrzeżeń co do sposobów ujęcia przez autora niektórych nielicznych twierdzeń, zdań lub schematów, które może dałoby się niekiedy nieco korzystniej sformułować lub przedstawić, ale które w redakcji prof. Mehmke'go są jednak zawsze poprawne i podane w sposób celowy.

Jedyny drobny wyjątek stanowi twierdzenie 1 na str. 125 przekładu polskiego. Wysłowienie tego twierdzenia [1]) jest nietylko bardzo niezręczne, ale nawet — ze ściśle logicznego punktu widzenia — pozbawione właściwie sensu. Trzeba zresztą przyznać, że redakcja énoncé tego twierdzenia nastręcza istotnie poważne trudności. Aby sformułowaniu zacytowanemu przywrócić sens logiczny, należałoby wyrażenie „krzywą całkową... swej własnej krzywej przekształconej według $f(x, y)$" zastąpić chociażby takim (może również niezręcznym lecz mającym sens): „krzywą całkową... siebie samej, przekształconej przez (lub według) $f(x, y)$". Zastrzegam, że nie uważam tego ostatniego wyrażenia za dobrze zredagowane, w tej chwili jednak nie widzę lepszej redakcji.

Podkreślić należy korzystne uzupełnienie książki przez własny wkład tłumacza w postaci kilku dodanych paragrafów, opracowanych głównie na podstawie najnowszych publikacyj. Traktują one: 1) o rachunkowym poprawianiu znalezionych wykreślnie wartości pierwiastków równań, 2) o całkowaniu nomograficznym równań różniczkowych 1-go rzędu, 3) o pewnych przybliżonych metodach rachunkowych całkowania równań różniczkowych 2-go i 3-go rzędu (wg Blaess'a). Przypiski te — ze względu na swoje tematy naruszają może nieco jednolitość i systematyczność dziełka, tym niemniej przez wielu czytelników będą przyjęte z zadowoleniem.

Należy tu zwrócić uwagę na usterkę na str. 27 (wiersz 2 od góry). Mianowicie warunek $|u_1| < 1$ bynajmniej nie wystarcza (przy pominięciu potęg wyższych od pierwszej) do zapewnienia zbieżności ciągowi kolejnych przybliżeń. Warunek ten tym bardziej nie wystarcza, gdy chodzi nie tylko o zbieżność ciągu przybliżeń do jakiegokolwiek pierwiastka, lecz do jakiegoś pierwiastka określonego. W każdym poszczególnym przypadku konieczne jest pewne ograniczenie z góry dla $|u_1|$, naogół węższe od ograniczenia $|u_1| < 1$. Stosując metodę Newton'a w praktyce, o ile warunek na $|u_1|$ nie został uprzednio ustalony, należy poprostu przystępować do rachunku z dość dobrym przybliżeniem x_0, znalezionym za pomocą jakiejkolwiek innej metody (np. wykreślnej, lub zwykłej interpolacji lub t. p.).

Pod względem redakcyjnym oryginał niemiecki spełnia co najmniej normalne wymagania stawiane podręcznikom akademickim, jednak trudno mu nie zarzucić pewnej suchości i monotonii. Jest to dobra i solidna robota, ale nie ożywiona ani lekkością stylu, ani choćby jakimiś drobnymi interesującymi czy pobudzającymi uwagami.

Przekład bardzo staranny, wierny i może stylistycznie lepszy od oryginału. Terminologia naogół poprawna i zgodna z tomem I Słownictwa A. N. T. Jako pewne uchybienia należy wymienić dostrzeżone następujące:

Na str. 20 termin „funkcja całkowita wymierna" odpowiada dosłownie niemieckiemu „ganze rationale Funktion", powinien zaś brzmieć po polsku „funkcja całkowita algebraiczna" (lub poprostu „wielomian"). W polskiej terminologii w klasyfikacji funkcyj została przyjęta zasada nie używania nazwy grupy („wymierna"), skoro użyta została już nazwa podgrupy („całkowita"), podczas gdy w terminologii niemieckiej ta zasada nie została przeprowadzona. Natomiast w terminologii polskiej konieczna jest nazwa klasy („f. algebraiczna") dla odróżnienia od funkcyj np. analitycznych, które mogą być również wymierne (całkowite lub ułamkowe). — Podobną nieścisłość terminologiczną popełnia tłumacz za str. 24 w tytule własnego przypisku (§ 7 — bis), mówiąc o „równaniach wymiernych" (zamiast „algebraicznych"), do tego jeszcze „o potęgach całkowitych" (po niemiecku „rationale Gleichungen" — termin zresztą również rzadko używany, gdyż powszechnie jest w użyciu termin „algebraische Gleichungen"). Następnie na str. 22 w zdaniu „wykres pewnej funkcji liniowej stopnia n—1" termin „wykres" został mylnie użyty zamiast niemieckiego „Darstellung" do oznaczenia pewnej linii łamanej, która bynajmniej nie jest wykresem funkcji w znaczeniu ogólnie przyjętym — raczej „przedstawieniem" lub „obrazem". Wyraz „liniowej" stanowi tu oczywiście przykry lapsus.

Korekta bardzo staranna. Jedyny ale zastraszający wyjątek stanowi spis treści w którym — chyba z powodu zupełnego braku korekty — pominięto nawet niektóre najważniejsze nagłówki (tak że autor niniejszej notatki miał nieco trudności z zestawieniem wyżej podanego spisu głównych rozdziałów), nie mówiąc o innych przykrych błędach. Sprostowanie tych błędów w erracie nie zupełnie ratuje opłakaną sytuację.

Strona wydawnicza jest zupełnie dobra (zarówno papier jak druk i zwłaszcza rysunki), i pod tym względem wydanie polskie o wiele przewyższa niemiecki oryginał. Jako jedyne, zdaje się, usterki zaznaczyć należy: powtórzenie błędu na rys. 147 z wydania niemieckiego (z powtórzeniem sprostowania w erracie) oraz dwie szpetne czarne plamy na pierwszej stronie spisu rzeczy (widoczny związek ze wspomnianym brakiem korekty tego spisu).

Instytutowi Technicznemu Lotnictwa, który wydał tę nadzwyczaj pożyteczną książkę, należy się za to prawdziwa wdzięczność polskiego świata technicznego, a szczególniej inżynierów lotniczych.

P. S.

PODSTAWY ROZWOJU SIECI KOMUNIKACYJNEJ W POLSCE — inż. M. Łopuszyński — Wydawnictwa Techniczne Ministerstwa Komunikacji, Nr 13, Warszawa, str. 579.

Sieć komunikacyjna spełnia w organiźmie państwa rolę systemu krwionośnego, ponieważ rozprowadza soki życiodajne do wszystkich jego organów. System komunikacyjny odpowiada należycie swemu zadaniu tylko wtedy, gdy jest skoordynowany i działa harmonijnie oraz gdy dosięga swymi rozgałęzieniami do wszystkich ośrodków życia gospodarczego i kulturalnego na danym obszarze.

Z tych względów w szeregu kapitalnych zagadnień, przed jakimi stanęło nasze młode, rozbudowujące się państwo, — na jednym z naczelnych miejsc znalazł się rozwój sieci komunikacyjnej.

Zagadnienie o którym mowa, stale aktualne od momentu zdobycia niepodległości, zostało wielostronnie oświetlone w drodze dowodzeń faktycznych i liczbowych w ciekawym studium inż. M. Łopuszyńskiego p. t. „Podstawy rozwoju sieci komunikacyjnej w Polsce".

Na tle żywego zainteresowania problemem komunikacji, obserwowanego w społeczeństwie, prasie i debatach parlamentarnych, praca ta posiada dużą wartość, jako metodyczny kompleks wszechstronnych badań w tej dziedzinie, a jako wydawnictwo Min. Komunikacji pozwala mniemać, że stanie się podstawą do opracowania jednolitego i skoordynowanego programu inwestycji komunikacyjnych w ramach planu rozbudowy gospodarczej Polski.

Inż. M. Łopuszyński, zwracając we wstępie uwagę na błędy popełnione w innych krajach i u nas, przyznaje państwu prawo ingerencji w te sprawy i wysuwa postulat reformy dotychczasowej polityki i techniki komunikacyjnej oraz organizacji przewozów przez ustalenie jednolitego, konsekwentnego programu rozbudowy i finansowania komunikacji wg hierachii potrzeb. Program ten, uwzględniając przyszłą strukturę i dynamikę gospodarczą państwa, powinien zapewnić najkorzystniejsze wyniki ekonomiczne z włożonych w rozbudowę kapitałów i energii. Autor jest przeciwnikiem rozdrobnionego, fragmentarycznego prowadzenia i finansowania inwestycji komunikacyjnych z budżetów państwa i samorządów, funduszu inwestycyjnego P.K.P., Funduszu Drogowego, Funduszu Pracy i t. d.

Wielka ilość materiałów, tabel (208) i wykresów (129), jakimi operuje autor dla uzasadnienia swych poglądów i tez, nie pozwala mi na krótkie chociażby przedstawienie biegu jego myśli, dlatego też postaram się omówić zagadnienie tylko w główniejszych rzutach.

Inż. M. Łopuszyński wychodzi ze słusznego założenia, że podwaliną do dalszego rozwoju naszej sieci komunikacyjnej jest przede wszystkim sieć istniejąca,

---

[1]) „Każda krzywa całkowa równania różniczkowego $\frac{dy}{dx} = f(x,y)$ jest zarazem krzywą całkową, w ściślejszym znaczeniu tego słowa, swej własnej krzywej przekształconej według $f(x, y)$".

którą należy dostosować do sytuacji geopolitycznej oraz do obecnej i potencjalnej struktury gospodarczej Polski.

Następnie poddaje szczegółowej analizie wszystkie zjawiska gospodarcze i okoliczności, związane z kolejami normalnotorowymi i wąskotorowymi, z śródlądowymi drogami wodnymi oraz drogami bitymi i gruntowymi.

Z braku miejsca ograniczam się do przytoczenia tylko niektórych danych, dotyczących kolei normalnotorowych (P.K.P.). Autor stwierdza, że skąpa długość naszej sieci kolejowej (w r. 1935 ogółem 17.895 klm.), zarówno w stosunku do powierzchni (4,6 klm. na 100 klm^2), jak i do ludności (5,6 klm na 10.000 mieszk.), utrzymuje nas nadal na jednym z ostatnich miejsc w Europie. Towary nadane w kraju stanowiły ok. 90%, a otrzymane z portów i zagranicy — tylko ok. 10%. Nadania zagranicę, stanowiące 6,2% przewozów P.K.P., szły w r. 1934 w 48% do Niemiec, w 51% do Czechosłowacji, a do Rumunii, Łotwy i Rosji zaledwie 1%. Wyniki finansowe P.K.P. (zyski) są skromne, gdyż w r. 1935 wyniosły 1,44%, co autor tłumaczy szeregiem świadczeń dla skarbu państwa w postaci ulgowych i bezpłatnych przewozów osób, niskich frachtów wojskowych i pocztowych — na ogólną kwotę 55 milj. W rezultacie P.K.P. miały straty na przewozach: osób — zł. 47 mil., bagażu i przesyłek ekspressowych — zł. 26 mil., przesyłek pocztowych — zł. 4 mil. — razem 74 mil., co zmniejszyło zysk na przewozach towarowych, które dały przeszło zł. 210 mil.

Koleje wąskotorowe państwowe (3.647 klm) i prywatne (4.070 klm) mają łączną długość 7.717 klm. Koleje wąskotorowe P.K.P. obsługują głównie wschód, gdzie jest słabe natężenie ruchu i dają straty (ok. 2%), a prywatne — zachód i centrum kraju, głównie okolice podmiejskie, ośrodki przemysłowe oraz plantacje i dają zyski (ok. 2% za r. 1935). Koleje wąskotorowe nie grają większej roli, gdyż przewozy na nich stanowią zaledwie 6—7% przewozów kolei normalnotorowych.

Sieć naszych dróg wodnych nie odgrywa takiej roli, jaka z natury jej przypadła, ponieważ na 6.366 klm dróg żeglownych (spławnych jest 8.708 klm — dane za r. 1935) — 37,2% nie nadaje się w ogóle do eksploatacji, 30,7% tylko dla barek do 200 ton, a zaledwie 32,1% dla taboru o ładowności powyżej 200 ton. Dla współczesnej żeglugi śródlądowej, operującej taborem ponad 450 ton, nadaje się, zważywszy na różne stany wód, zaledwie 10% dróg żeglownych. Ruch osobowy na naszych rzekach wynosi ok. 1 mil. osób rocznie, a towarowy ok. 1 mil. ton (głównie zboże, cukier i mąka), jest więc znikomy w porównaniu z P.K.P. Nasz tabor żeglugowy jest bardzo szczupły i ma małą nośność, co zwiększa koszty własne.

Drogi bite w r. 1935 miały długość 59.438 klm, a gruntowe 276.239 klm — razem 335.677 klm, przy czym na zachodzie kraju przypadało 34,2 klm dróg bitych na 100 klm^2, a w całej Polsce 15,3 klm. Stan posiadania samochodów, podany w r. 1936, jest już zupełnie nieaktualny na skutek silnego wzrostu motoryzacji.

Przy omawianiu komunikacji samochodowej autor w odpowiednich rozdziałach swej pracy zwraca uwagę na zastanawiający fakt rozrostu przewozów samochodowych w ruchu osobowym i towarowym, mimo, że koszty własne przewozów samochodowych przewyższają koszty własne przewozów kolejowych przy przeciętnych warunkach pracy. W krajach Europy zachodniej i w U.S.A. rozrost komunikacji samochodowej naraził koleje na tak wielkie straty, że ich sytuacja finansowa stała się groźna. U nas stan ten nie jest tak niekorzystny, ale np. w Niemczech w r. 1935 (podstawa r. 1928 = 100) wskaźniki prezwozów kolejowych dla osób wynosiły 82, dla towarów 87, a wskaźniki przewozów samochodowych dla osób wynosiły 240, dla towarów 193. We Francji wskaźniki przewozów kolejowych wynosiły dla osób 83, dla towarów 71, a wskaźniki przewozów samochodowych dla osób wynosiły 208, dla towarów 136. Autor tłumaczy, że część tajemnicy powodzenia, rozwoju i rentowności komunikacji samochodowej tkwi w fakcie prawie bezpłatnego używania dróg, utrzymywanych kosztem państwa i samorządu, podczas gdy kolej musi sama budować i utrzymywać tory. Poza tym samochody dostarczają towary szybciej i „od drzwi" nadawcy „do drzwi" odbiorcy, wskutek czego pozwalają uniknąć kosztów dowozu i manipulacji. Najważniejszą jest jednak okoliczność, że komunikacja samochodowa nie podlega zasadzie powszechności przewozów i może sobie wybierać ładunki, za które opłaca się wyższe stawki przewozowe.

Z kolei inż. Łopuszyński charakteryzuje przewozy (w zasadzie tylko na P.K.P.) na tle struktury gospodarczej Polski, która daje podstawę do powstawania popytu na usługi przewozowe. Opierając się na udziale poszczególnych towarów w przewozach P.K.P., autor rozpatruje ich możliwości produkcyjne i konsumcyjne w najbliższej przyszłości, co ma dać wskazówki do zaspokojenia dalszych potrzeb rozwojowych sieci komunikacyjnej.

Traktując koleje żelazne, podlegające zasadzie powszechności przewozów, jako trzon systemu komunikacyjnego państwa, inż Łopuszyński wyprowadza podstawy rozwojowe tego systemu na drodze dowodzeń i kalkulacji, popartych tabelami statystycznymi i wykresami. Przez porównanie komunikacji kolejowych z komunikacjami wodnymi i kołowymi — autor ustala podstawy i zasady, jakimi należy kierować się dla wytworzenia poglądu na braki w sieci komunikacyjnej oraz dla określenia hierarchii potrzeb w zakresie uzupełnień i rozwoju całego systemu komunikacji w kraju. Wykazuje również straty, jakie wywołało zagranicą i u nas nieskoordynowane współzawodnictwo różnych środków komunikacji, na skutek dysproporcji między podażą, a zapotrzebowaniem usług przewozowych. Zdaniem autora, w tak pojmowanym programie rozwoju komunikacji wszystkie rodzaje transportu powiny być traktowane łącznie i jednolicie, lecz zasada ta nie powinna być stosowana mechanicznie i szablonowo i musi prowadzić do rozwoju takich szlaków komunikacyjnych i takich środków transportu, jakie są najodpowiedniejsze w danych warunkach i które dadzą najlepsze wyniki gospodarcze.

Na zakończenie zauważę, że inż. Łopuszyński tylko przelotnie wspomniał w paru miejscach o lotnictwie komunikacyjnym i zupełnie go nie omawiał, mimo, że podlega ono również Min. Komunikacji. Jest to poważna luka w tak obszernej i szczegółowej pracy, w której znalazło się dość miejsca np. na wykresy, tabele i omówienia, dotyczące uprawy i przewozów owsa lub przewozów towarowych na Warcie i Noteci. Przypuszczam, że istnienie pracy dra inż. T. Kluza p. t. „Komunikacja lotnicza" nie stało temu na przeszkodzie.

Pragnę również podkreślić, że autor znając koncepcje i założenia, które skłoniły rząd do stworzenia Centralnego Okręgu Przemysłowego oraz powołując się na pracę dra Wł. Kosieradzkiego p. t. „Plan C.O.P.", pominął zupełnie ten nowy, lecz potężny kompleks zagadnień, między którymi jedno z pierwszych miejsc zajmują komunikacje.

Nadmienię poza tym, że pewne wnioski i tezy autora, oparte na dość już odległych danych statystycznych za lata 1934 i 1935, wymagają innego naświetlenia z powodu powstałych dużych zmian w latach 1936, 1937, które w książce, wydanej w r. 1939, powinny były być już uwzględnione. Przykładem tych wielkich zmian mogą być przewozy na kolejach normalnotorowych w r. 1937 („Mały Rocznik Statystyczny" za r. 1938), wynoszące 211 mil. osób, t. j. o 46% więcej od stanu w r. 1935 oraz przewozy towarów, wynoszące 73,1 mil. ton, t. j. o 30% więcej od stanu w r. 1935.

Wreszcie jestem zdania, że dzieło o takim charakterze, jaką jest książka inż. Łopuszyńskiego, powinno być zaopatrzone przynajmniej w jedną mapę, dostosowaną do jego treści.

Książka inż. M. Łopuszyńskiego pominąwszy powyższe zastrzeżenia jest napisana, należy to bezstronnie przyznać, fachowo, z dużą znajomością przedmiotu, niezależnością poglądów i poważnym nakładem pracy, to też, jak sam autor sądzi, przyczyni się ona w pewnej mierze do wyjaśnienia zasadniczych kwestii, związanych z rozwojem komunikacji w Polsce. Przede wszystkim polecić ją można tym, którzy w dziele planowania i rozbudowy naszego systemu komunikacji biorą czynny udział i wydają ważne decyzje. *B. T.*

435 Zakłady Drukarskie W. Piekarniaka, W-wa, Dobra 58, tel. centr. 644-59 i 592-40.